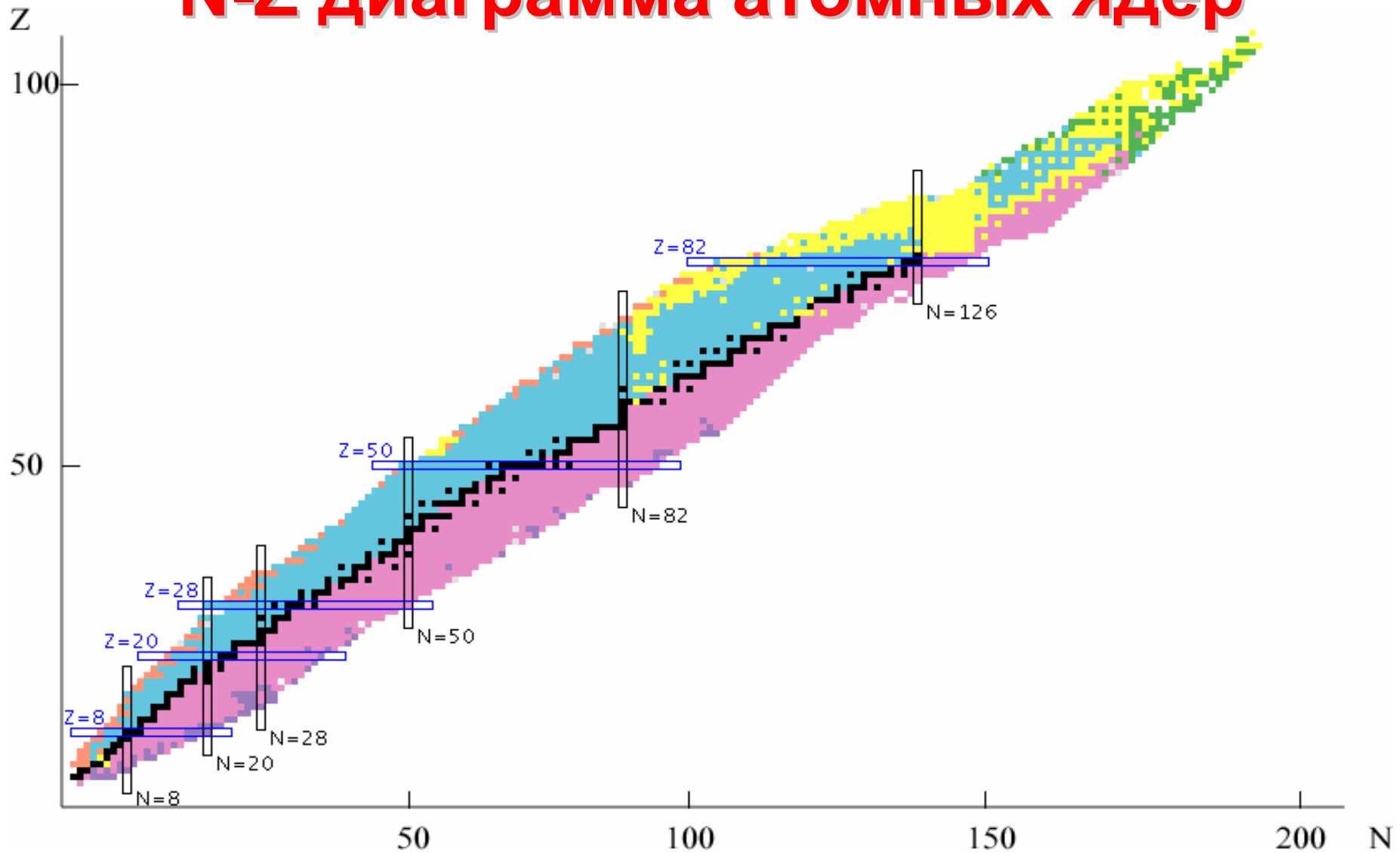


Ядерная физика и Человек

Свойства атомных ядер

N-Z диаграмма атомных ядер



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

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.

$$A = Z + N$$

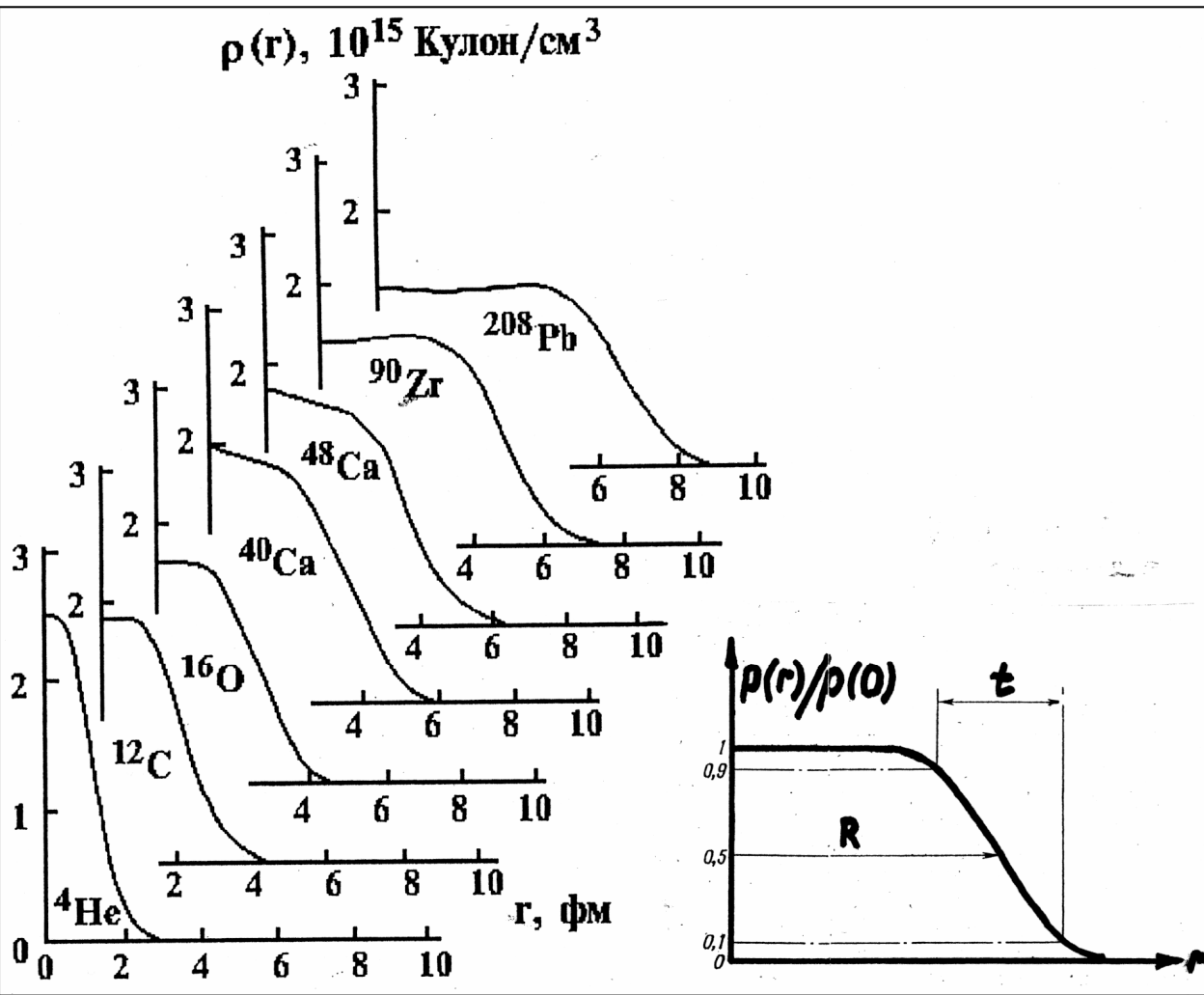


Характеристики протона, нейтрона и электрона

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

Размер ядра

Радиальное распределение плотности заряда в различных ядрах



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

$$R = 1.2 \cdot A^{1/3} \text{ Фм}$$

$$t = 4.4a = 2.5 \text{ Фм}$$

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.

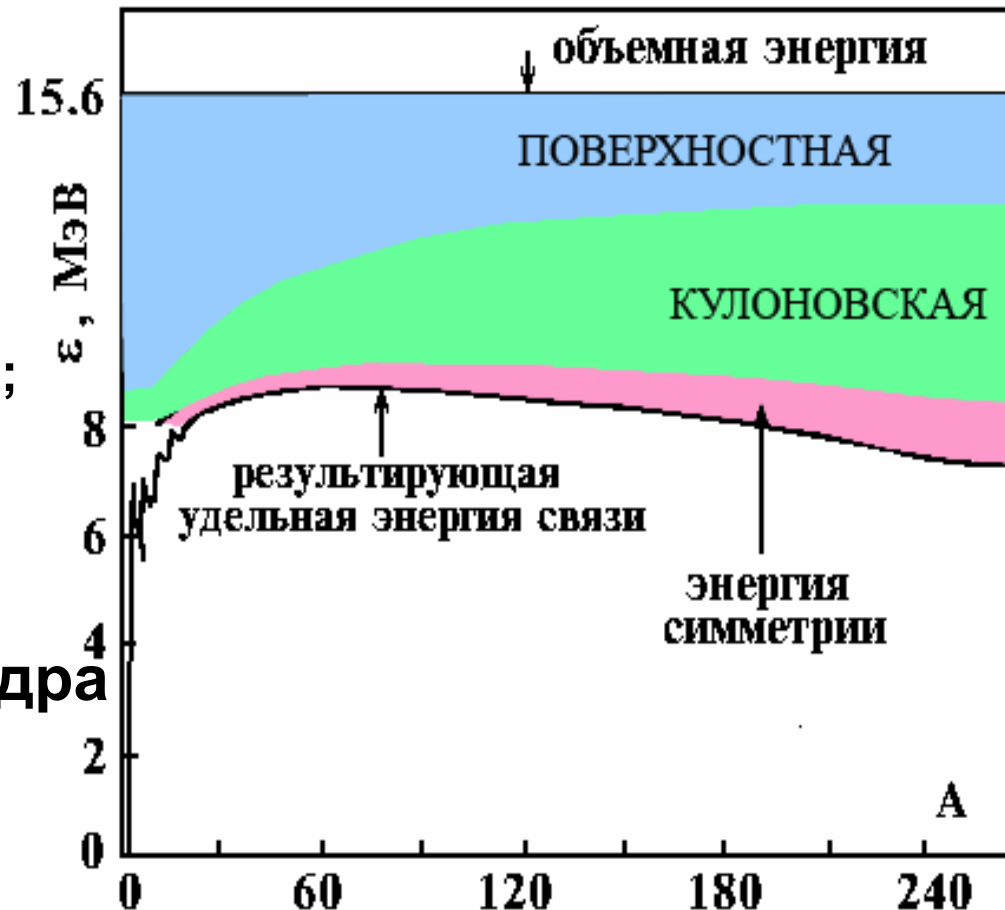
$\zeta = +34$ МэВ – чётно-чётные ядра;

$\zeta = 0$ – нечётные ядра;

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

Удельная энергия связи ядра

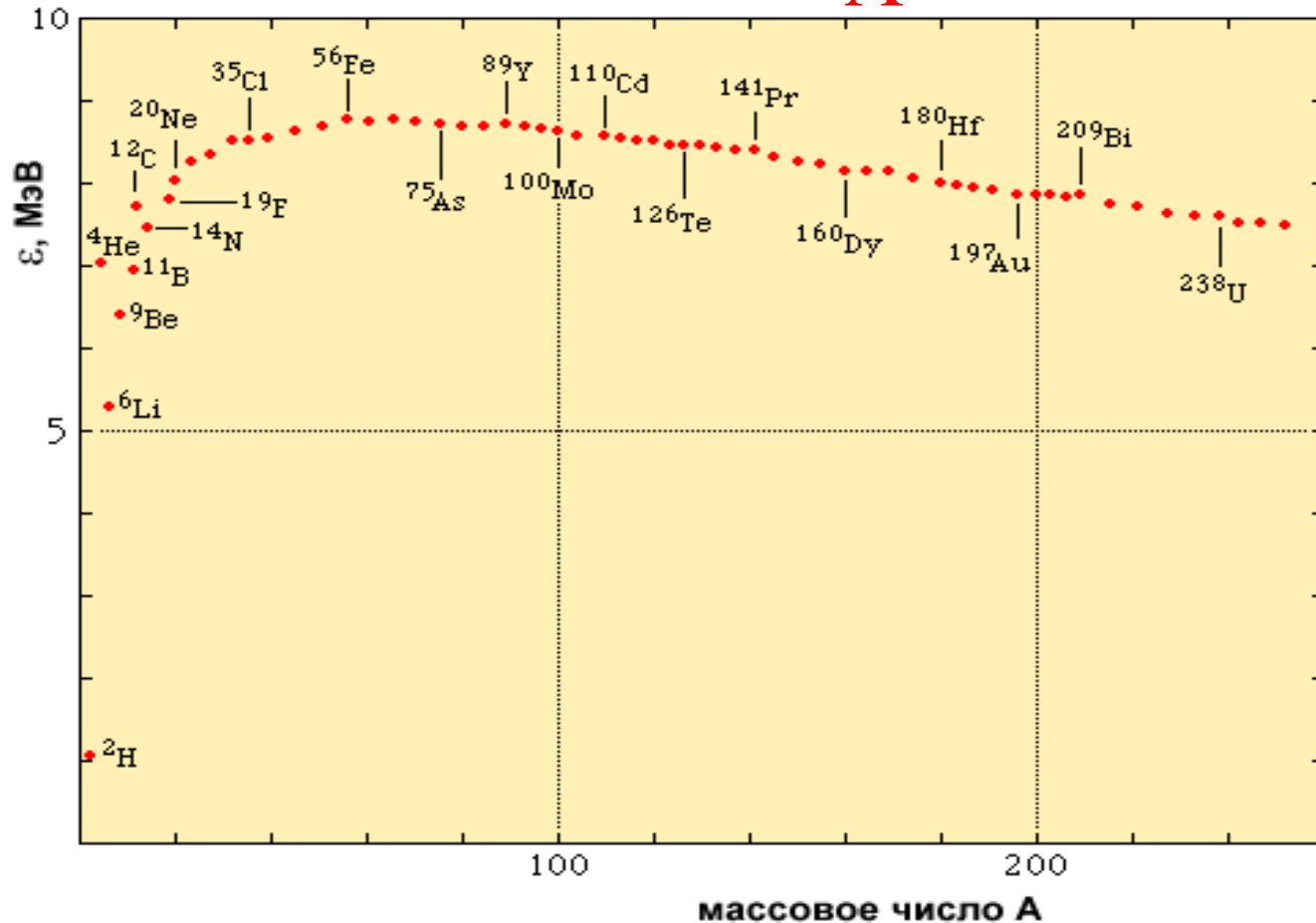
$$\varepsilon(A,Z) = \frac{W(A,Z)}{A}$$



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

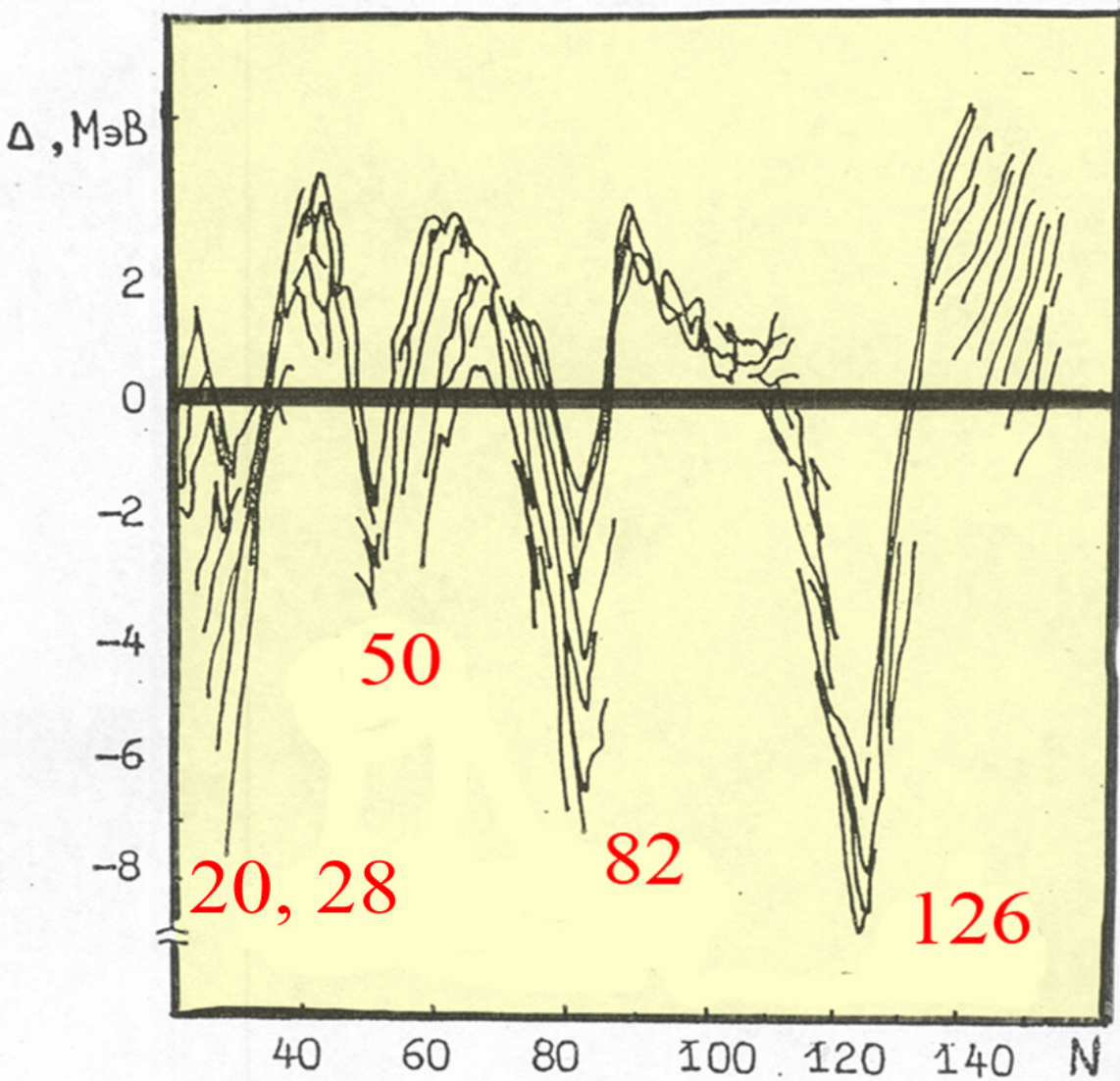
Удельная энергия связи ядра $\varepsilon(A, Z)$ – средняя энергия связи, приходящаяся на один нуклон.

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



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

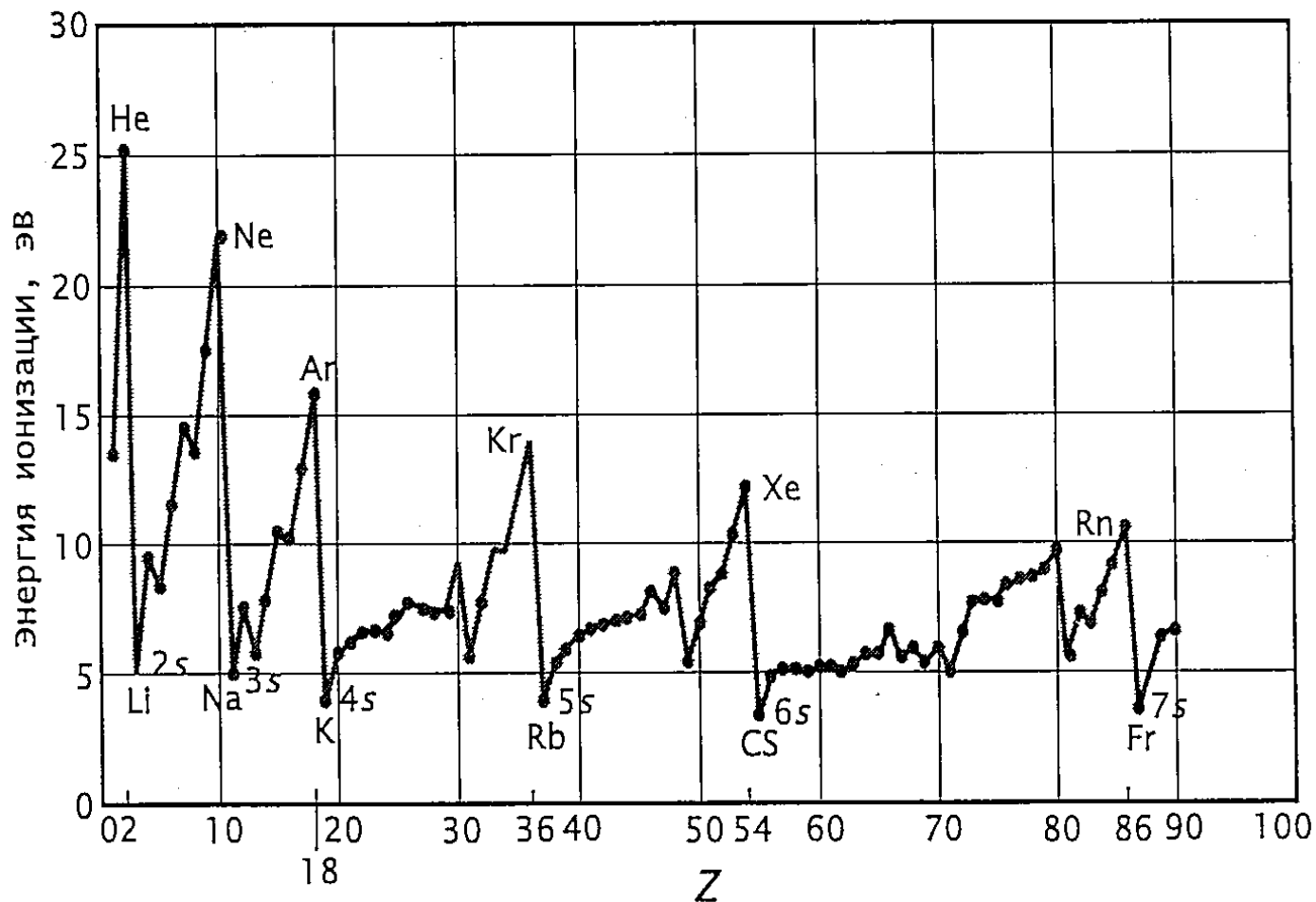
Магические числа



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

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

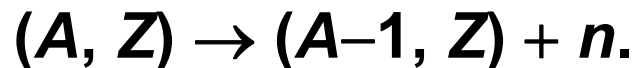
Потенциал ионизации атома



Зависимость первой энергии ионизации (она соответствует энергии связи в атоме самого удаленного электрона) от Z вплоть до $Z = 90$. Энергия возрастает с увеличением Z , пока оболочка не оказывается заполненной (что соответствует $Z = 2, 10, 18, 36, 54$ и 86). Следующий электрон должен оказаться на более высокой оболочке (более удаленной от ядра), т. е. слабее связанным. Ионизационный потенциал (в В) численно равен энергии ионизации (в эВ).

Энергия отделения нуклона, α -частицы

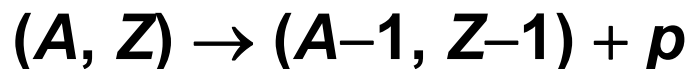
Энергия отделения нейтрона



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



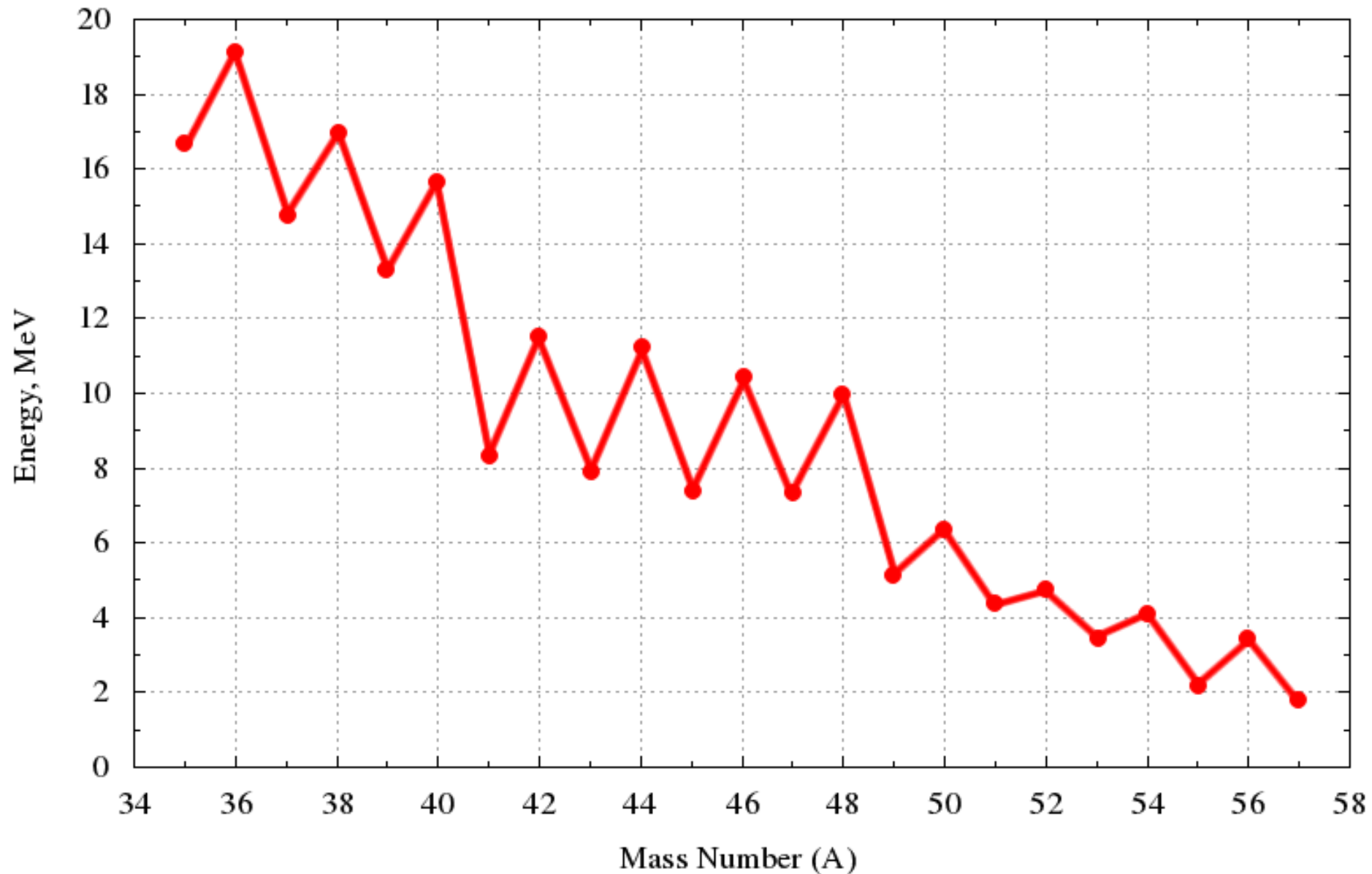
$$B_p = [M(A-1, Z-1) + m_p - M(A, Z)]c^2 = W(A, Z) - W(A-1, Z-1).$$

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

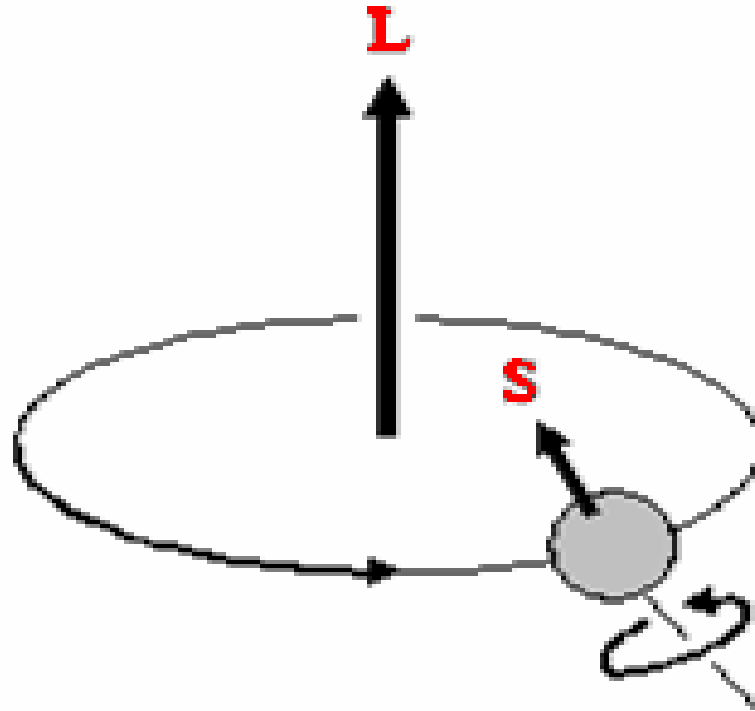
$$B_n < 0, \quad B_p < 0.$$

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

ИЗОТОПЫ КАЛЬЦИЯ



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

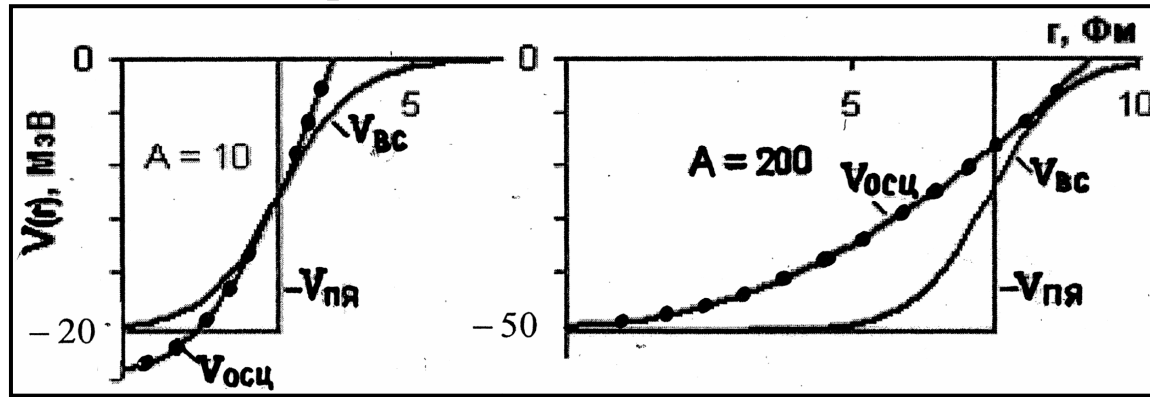
Потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия

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

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 $V_{\text{пя}}$

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

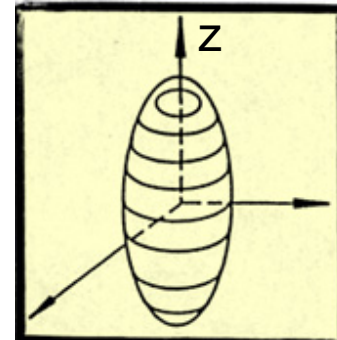
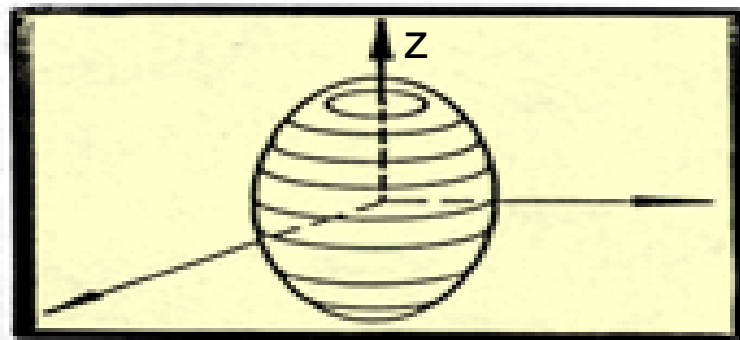
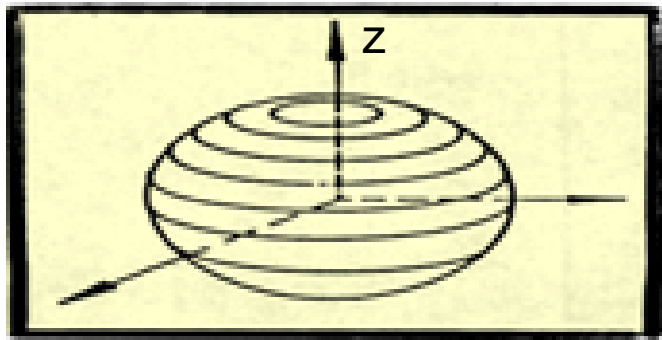
Осцилляторный потенциал $V_{\text{осц}}$

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

Потенциал Вудса-Саксона $V_{\text{вс}}$

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

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.

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

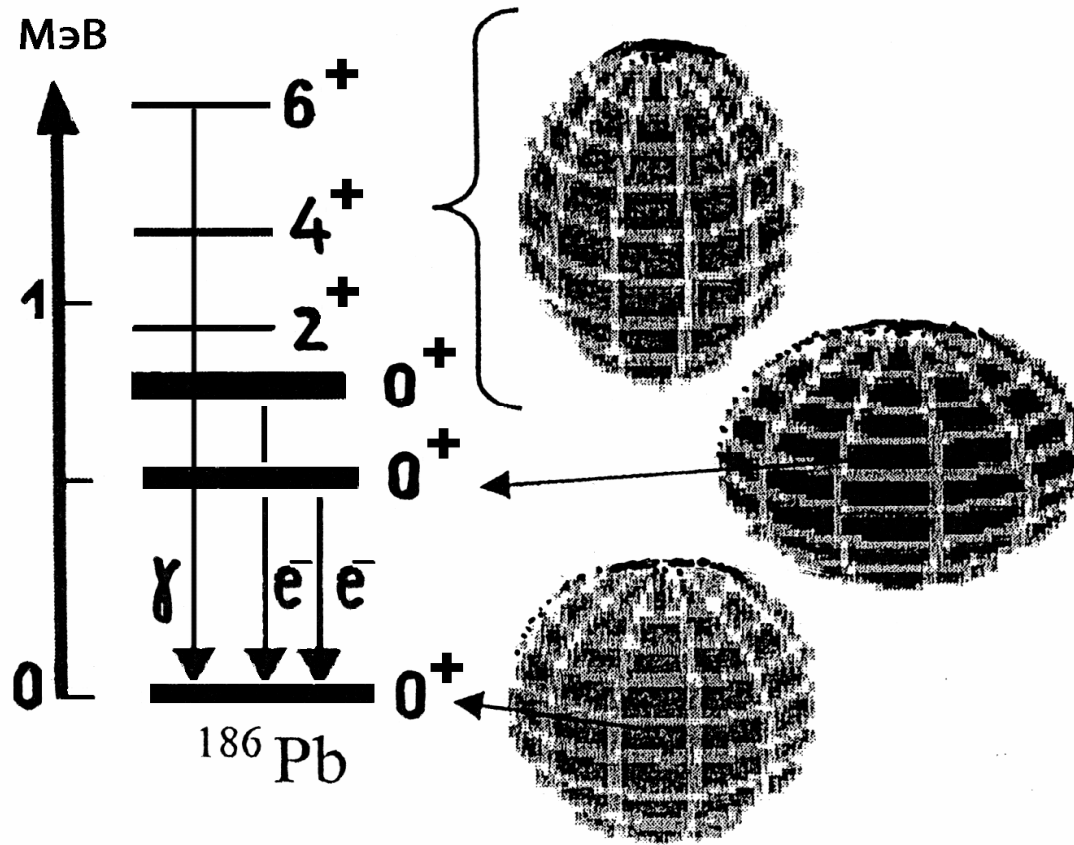
Квадрупольные моменты ядер



Наблюдаемые квадрупольные моменты ядер Q

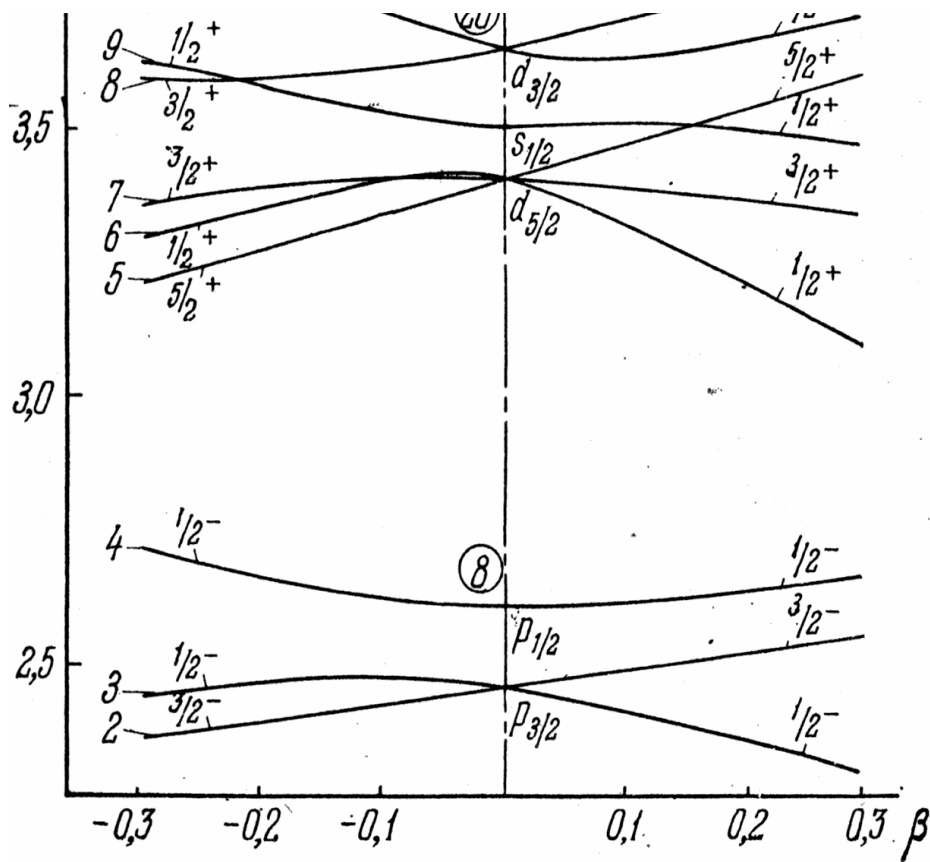
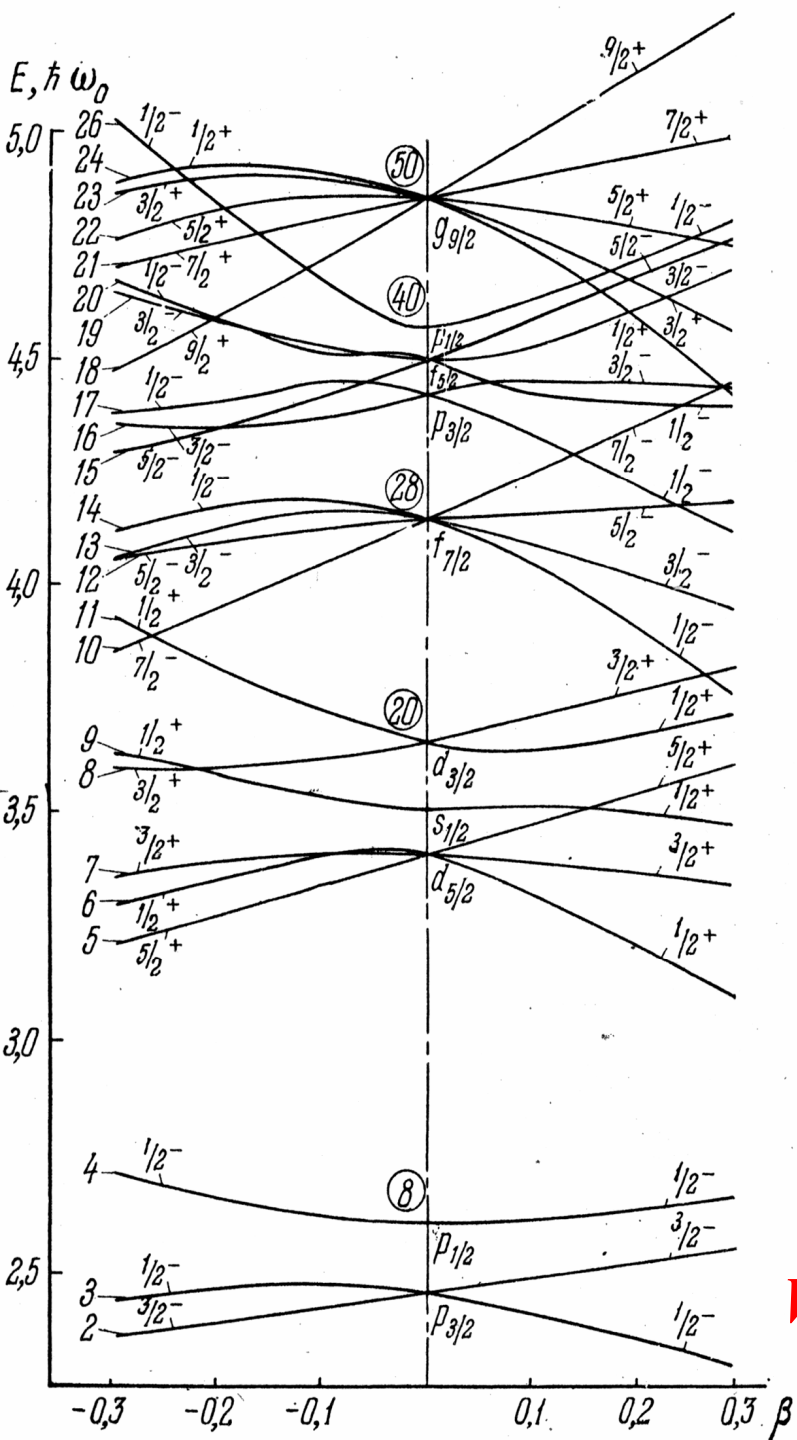
$$Q = \frac{J(2J - 1)}{(J + 1) \cdot (2J + 3)} Q_0$$

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.

Одночастичные состояния в деформированных ядрах

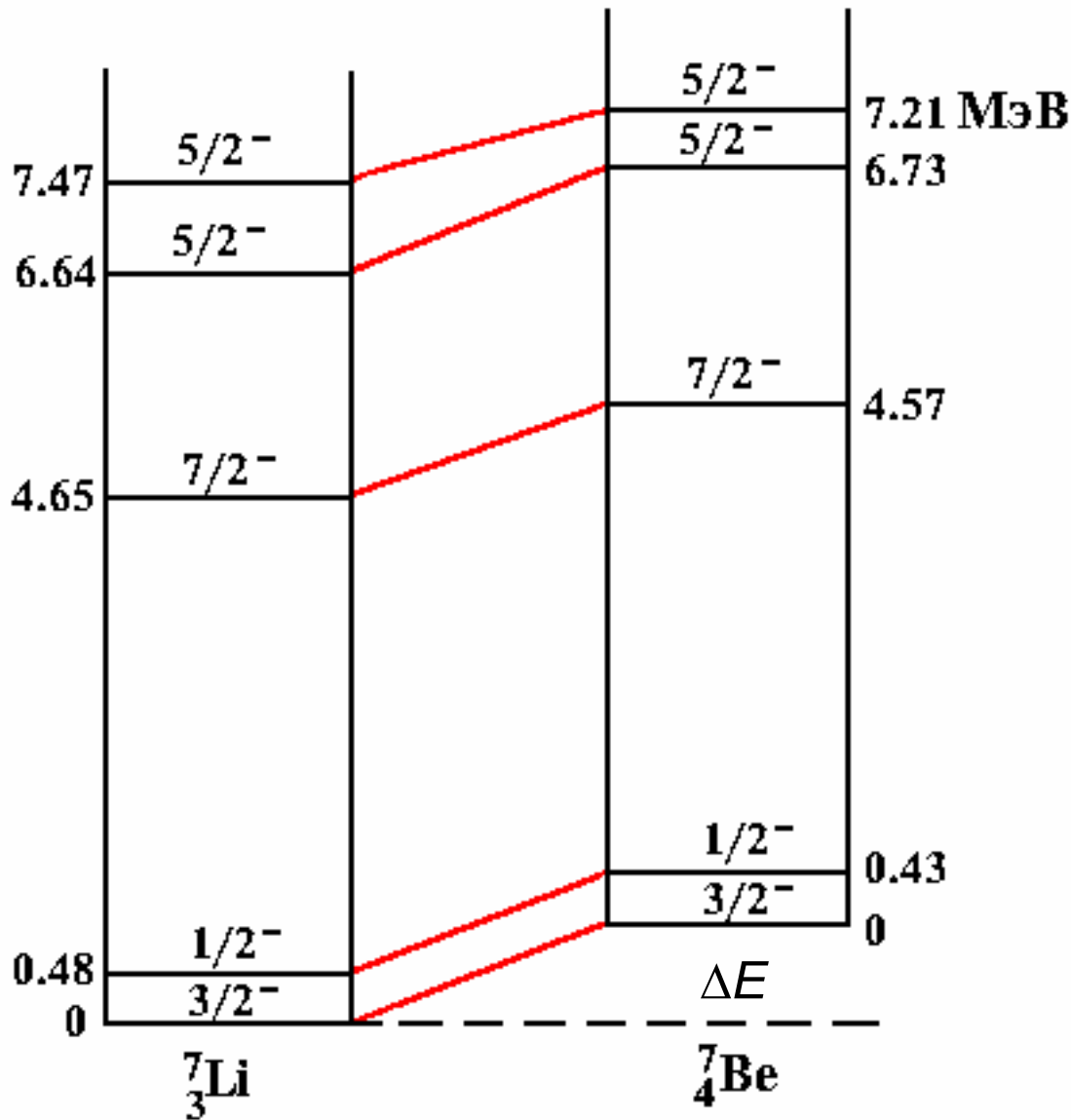


Потенциал Нильсона

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

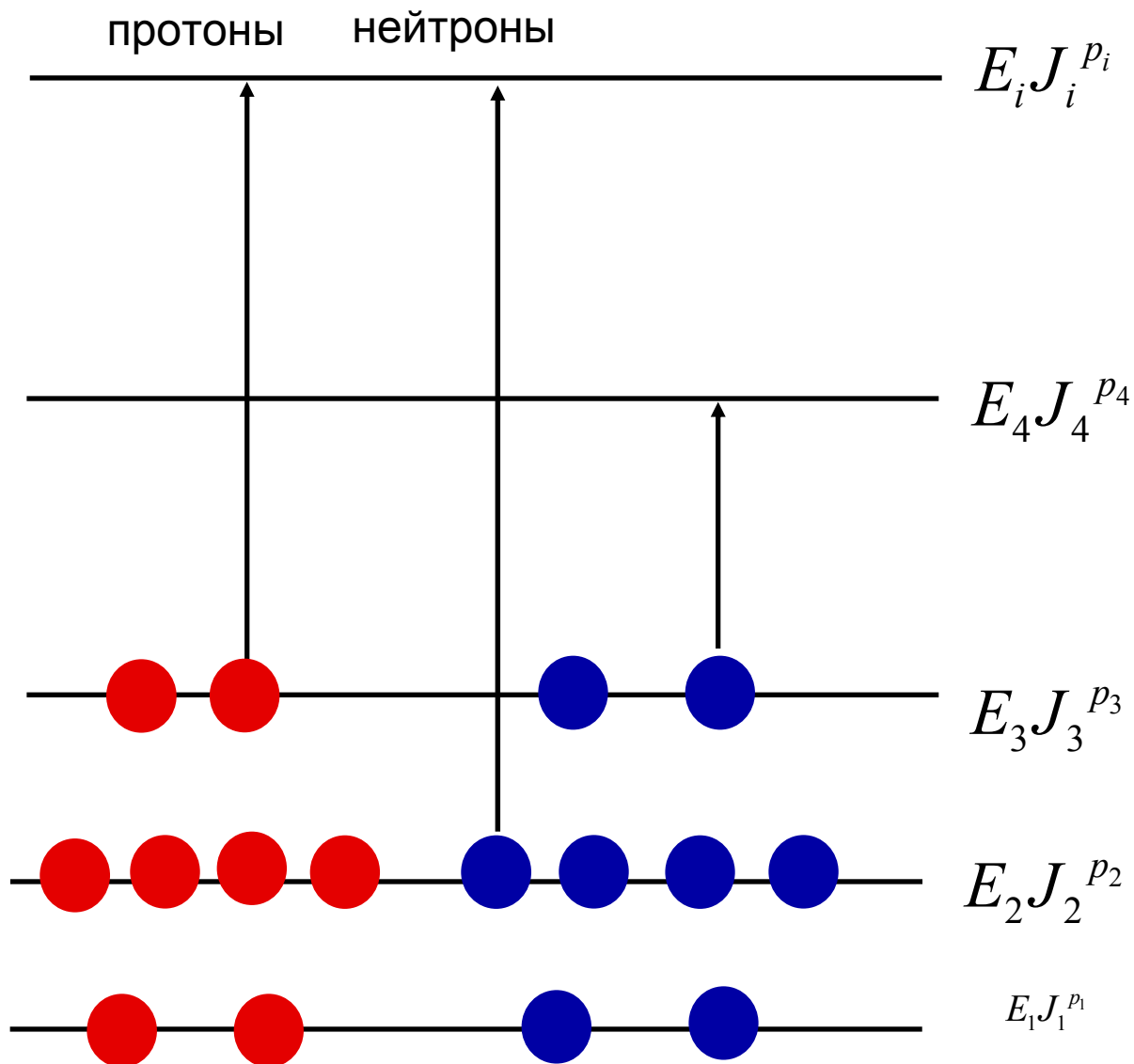
Основное и возбужденные состояния атомных ядер

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



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

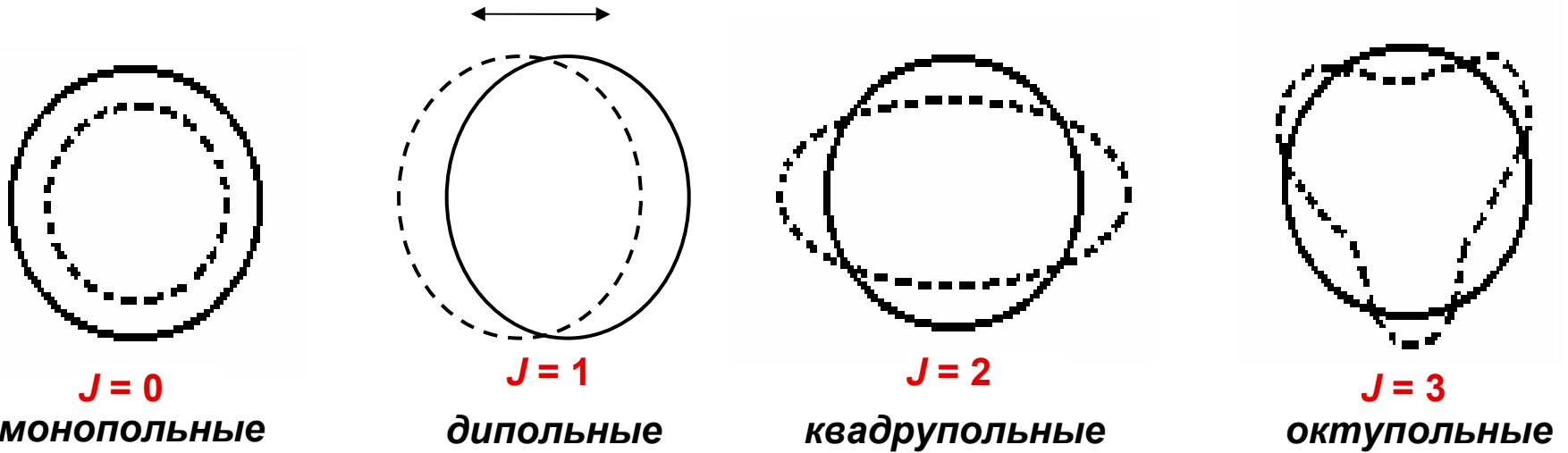
Одночастичные возбуждения атомных ядер



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

$$n = 2, E = 2\hbar\omega_2 \quad \text{-----} \quad 0^+, 2^+, 4^+$$

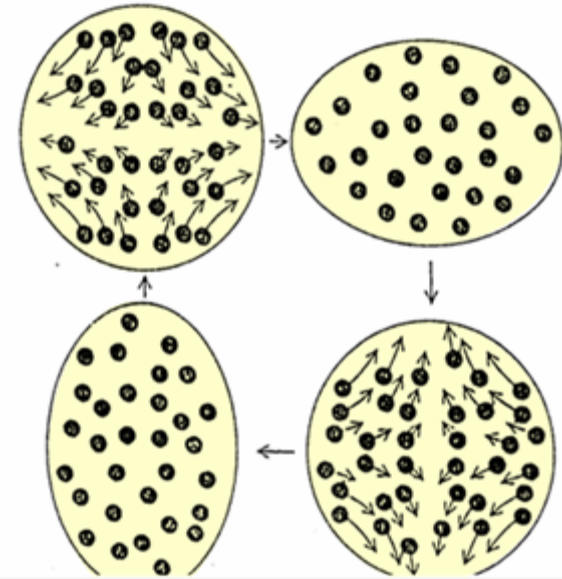
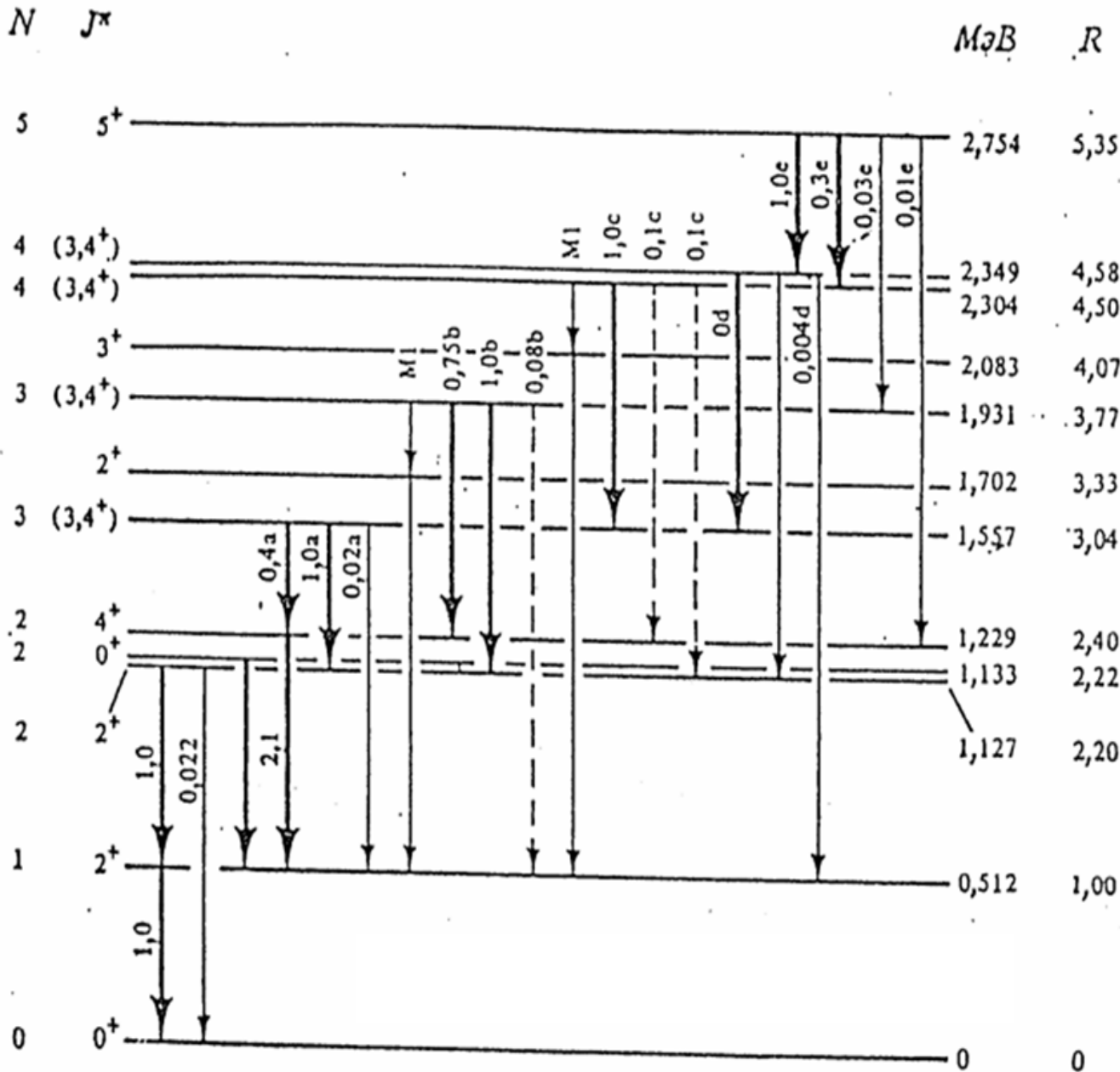
$$n = 1, E = 1\hbar\omega_2 \quad \text{-----} \quad 2^+$$

$$n = 0, E = 0 \quad \text{-----} \quad 0^+$$

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}Pd



Вращательные состояния деформированных ядер

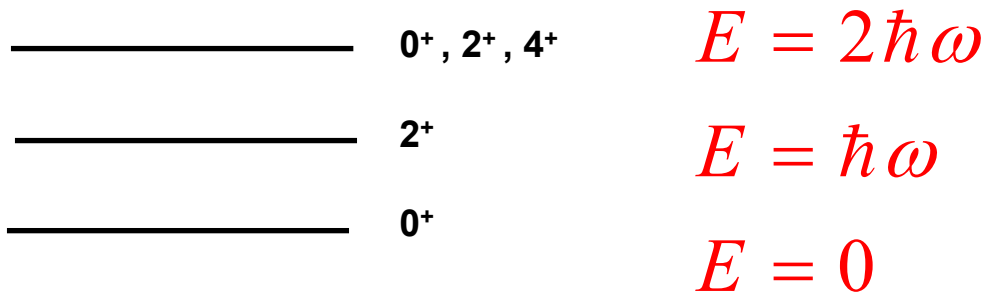
$$E_{\text{класс}} = \frac{L^2}{2\mathfrak{I}}, \quad E_{\text{вращ}} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} J(J+1)$$

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

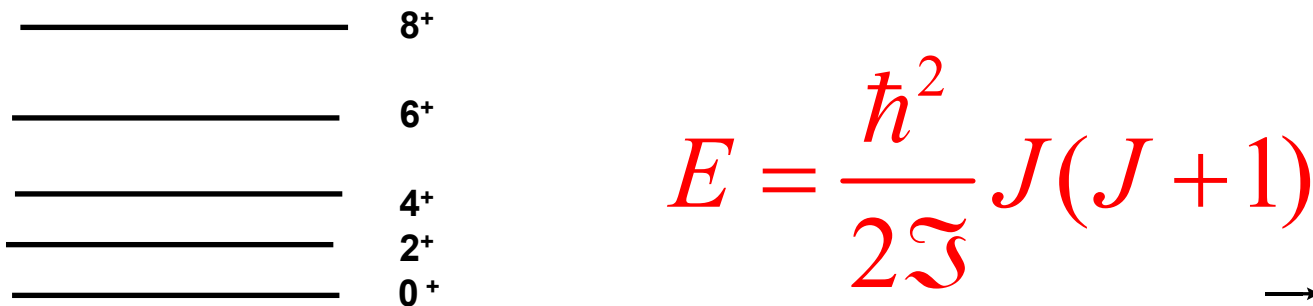
Волновой функцией вращающегося ядра является собственная функция оператора квадрата полного момента \hat{J}^2 , имеющего собственные значения $\hbar^2 J(J+1)$, т.е. сферическая функция $Y_{JM}(\theta, \varphi)$. Волновая функция ядра, имеющего форму аксиально-симметричного эллипсоида, не изменяется при 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.

Возбужденные состояния 2⁺

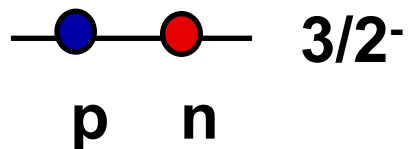
1. Квадрупольные колебания сферического ядра



2. Вращение деформированного ядра



3. Одночастичные возбуждения

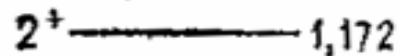
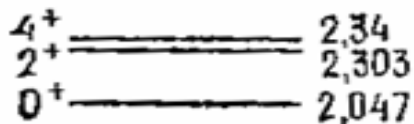
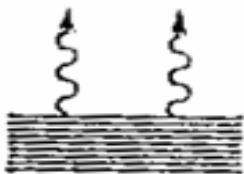


$$\vec{J} = \frac{\vec{3}}{2} + \frac{\vec{3}}{2} = 0, 1, 2, 3$$

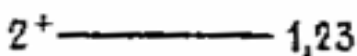
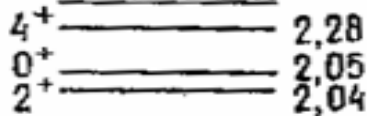
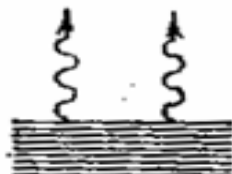
$$P = (-1)(-1) = +1$$

Пример. Возбужденные состояния 2^+

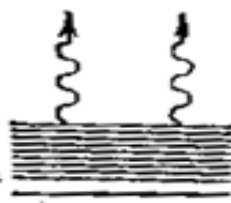
$^{62}_{28}\text{Ni}$



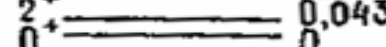
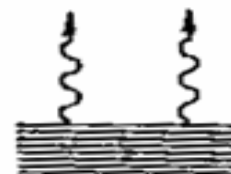
$^{118}_{50}\text{Sn}$



$^{178}_{82}\text{Hf}$



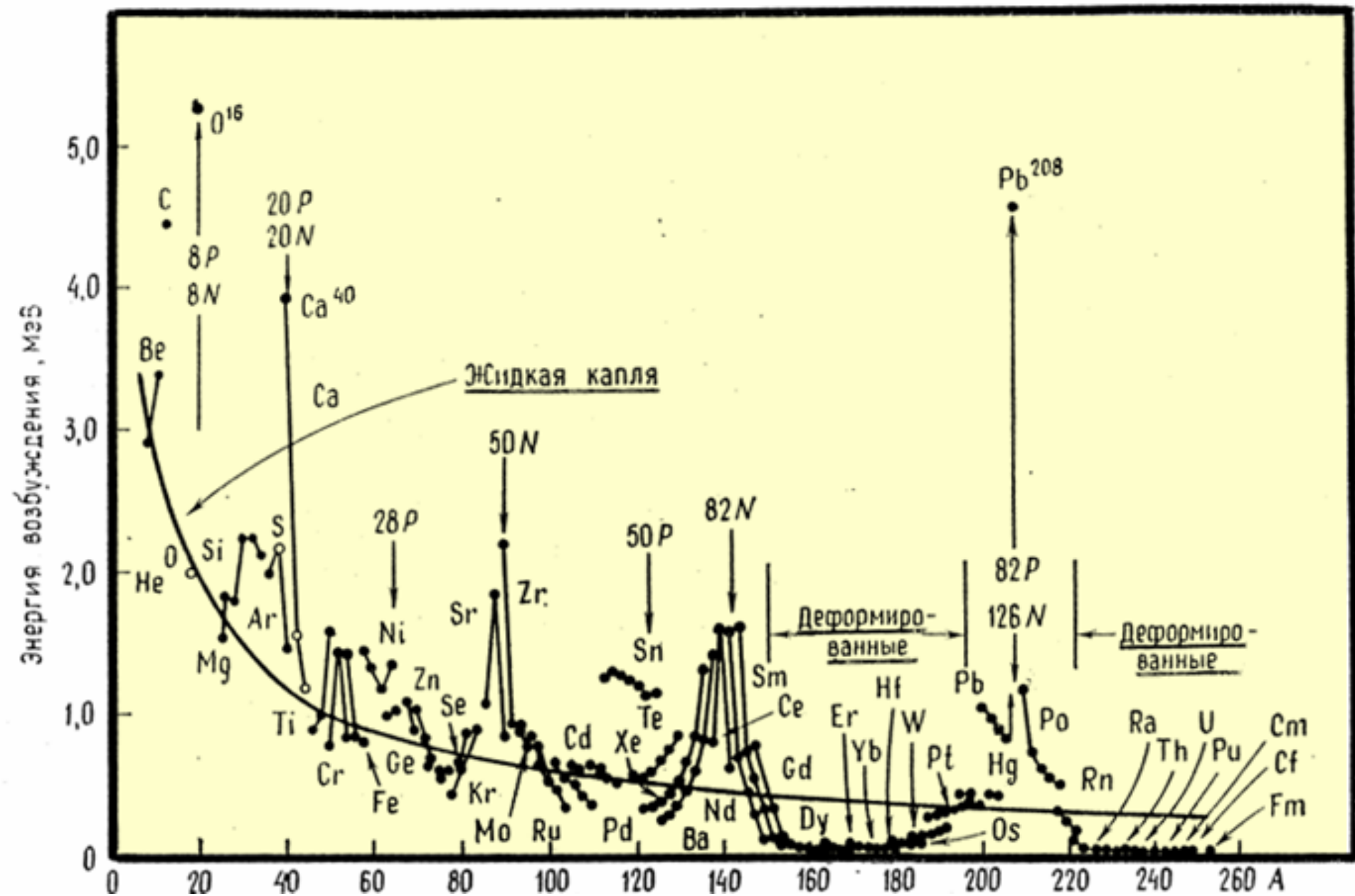
$^{234}_{92}\text{U}$



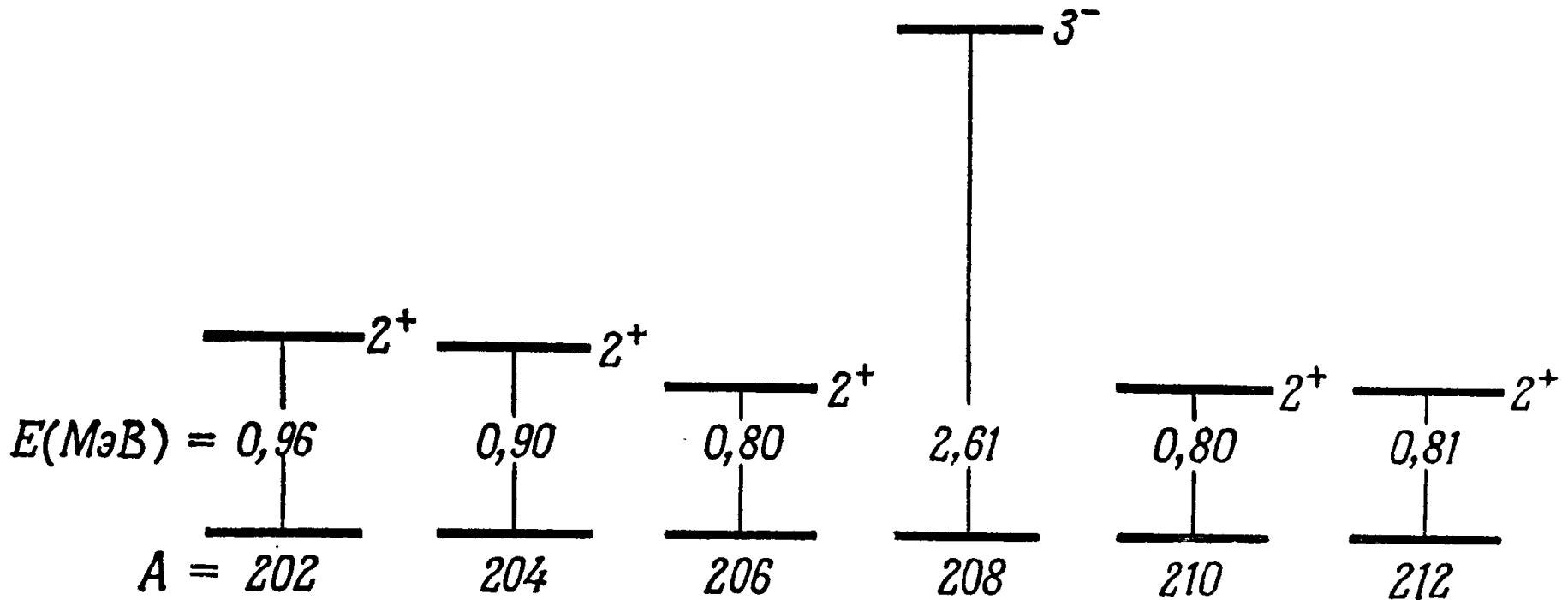
Колебательные состояния чётно-чётных сферических атомных ядер

Вращательные состояния деформированных чётно-чётных атомных ядер

Возбужденные состояния 2^+



ИЗОТОПЫ СВИНЦА



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

Корпускулярные и волновые свойства частиц.

Принцип неопределенности

Экспериментальное подтверждение идеи корпускулярно-волнового дуализма привело к пересмотру привычных представлений о движении частиц и способе описания частиц. Для классических материальных точек характерно движение по определенным траекториям, так, что их координаты и импульсы в любой момент времени точно известны. Для квантовых частиц это утверждение неприемлемо, так как для квантовой частицы импульс частицы связан с ее длиной волны, а говорить о длине волны в данной точке пространства бессмысленно. Поэтому для квантовой частицы нельзя одновременно точно определить значения ее координат и импульса. Если частица занимает точно определенное положение в пространстве, то ее импульс полностью неопределен и наоборот, частица с определенным импульсом имеет полностью неопределенную координату. Неопределенность в значении координаты частицы Δx и неопределенность в значении компоненты импульса частицы Δp_x связаны соотношением неопределенности, установленным В. Гейзенбергом в 1927 году.

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \approx \hbar$$

Из принципа неопределенности следует, что в области квантовых явлений неправомерна постановка некоторых вопросов, вполне естественных для классической физики. Так, например, не имеет смысла говорить о движении частицы по определенной траектории. Необходим принципиально новый подход к описанию физических систем. Не все физические величины, характеризующие систему, могут быть измерены одновременно. В частности, если время жизни некоторого состояния равно Δt , то неопределенность величины энергии этого состояния ΔE не может быть меньше $\Delta E / \hbar$.

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$$

Нобелевская премия по физике

1932 г. - В. Гейзенберг.

За создание квантовой механики

Волновая функция

В квантовой физике состояние системы описывается волновой функцией. Так как для квантовой частицы нельзя одновременно точно определить значения ее координат и импульса, то не имеет смысла говорить о движении частицы по определенной траектории в пространстве можно определить только вероятность нахождения частицы в данной точке в данный момент времени, которая определяется квадратом модуля волновой функции —

$$W \sim |\psi(x, y, z, t)|^2 dV$$

Нобелевская премия по физике

1954 г. – М. Борн

За фундаментальные исследования в квантовой механике, в особенности за статистическую интерпретацию волновой функции

Основной постулат квантовой механики

Обозначим действие оператора \hat{f} на волновую функцию ψ ($\hat{f}\psi$). Определение оператора \hat{f} состоит в том, что интеграл от произведения ($\hat{f}\psi$) на комплексно сопряженную функцию ψ^* даёт среднее значение величины \bar{f} .

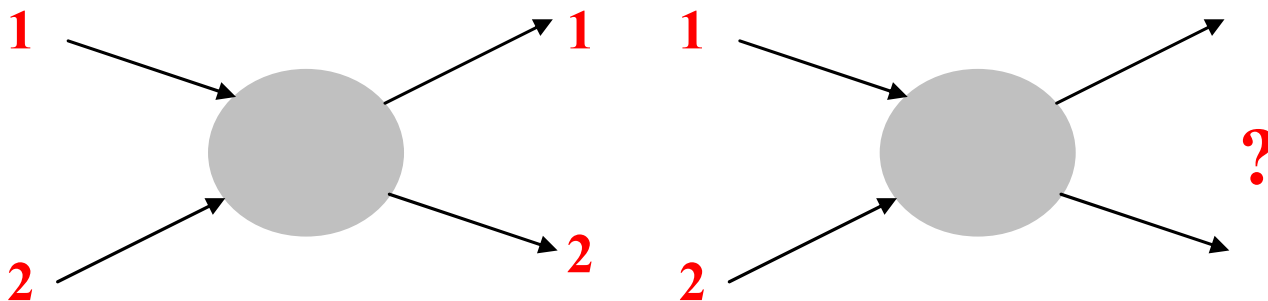
$$\bar{f} = \int \psi^* \hat{f} \psi dx$$

Это основной постулат квантовой механики.

Все свойства физической системы полностью определяются заданием её волновой функции.

Экспериментально измеряемые средние значения любой физической величины f , характеризующей систему, может быть вычислено по известной волновой функции ψ .

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

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

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.

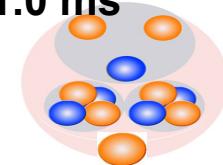
Нобелевская премия по физике

1945 г. – В. Паули.

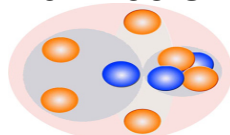
За открытие принципа Паули

Кластеры в лёгких ядрах

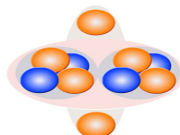
^{12}N 11.0 ms



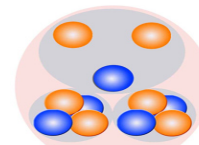
^9C 0.1265 s



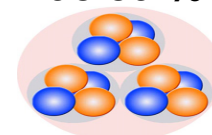
^{10}C 19.2 s



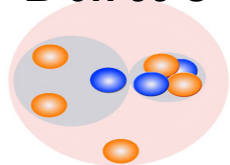
^{11}C 20.38 m



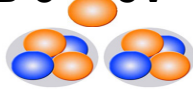
^{12}C 98.89 %



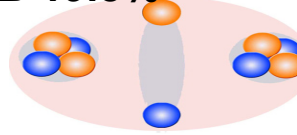
^8B 0.769 s



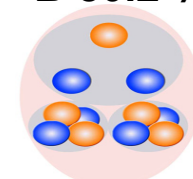
^9B 540 eV



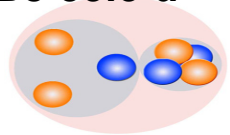
^{10}B 19.8%



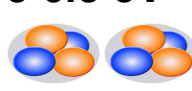
^{11}B 80.2 %



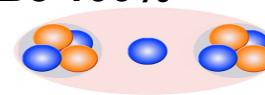
^7Be 53.3 d



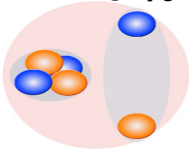
^8Be 6.8 eV



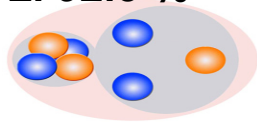
^9Be 100%



^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.

Классическая физика

Квантовая физика

1. Описание состояния

$(x, y, z, p_x, p_y, p_z, t)$

$\psi(x, y, z, t)$

2. Изменение состояния во времени

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{dH}{d\vec{p}}, \quad \frac{d\vec{p}}{dt} = -\frac{dH}{d\vec{r}}$$

$$i\hbar \frac{d\Psi}{dt} = \hat{H}\Psi$$

3. Измерения

x, y, z, p_x, p_y, p_z

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \approx \hbar$$

$$\Delta y \cdot \Delta p_y \approx \hbar$$

$$\Delta z \cdot \Delta p_z \approx \hbar$$

4. Детерминизм

Динамическое
(не статистическое) описание

4. Статистическая теория

$$|\psi(x, y, z, t)|^2$$

$$\langle F \rangle = \int \Psi^* \hat{F} \Psi dV$$

5. Гамильтониан

$$H = E + U(x, y, z) = \frac{\vec{p}^2}{2m} + U(x, y, z)$$

$$\hat{H} = \hat{E} + \hat{U}(x, y, z) = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{U}(x, y, z)$$