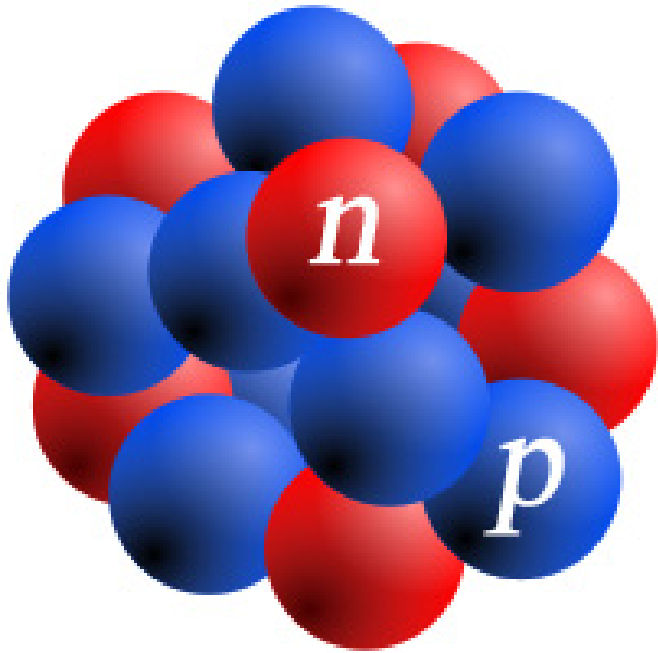


# Ядерная физика и Человек

# Модели атомных ядер



$$R_{\text{ядра}} = (1,2 \div 1,3) A^{1/3}$$

$$M_{\text{ядра}} = Zm_p + Nm_n - E_{\text{связи ядер}}$$

# Модель жидкой капли

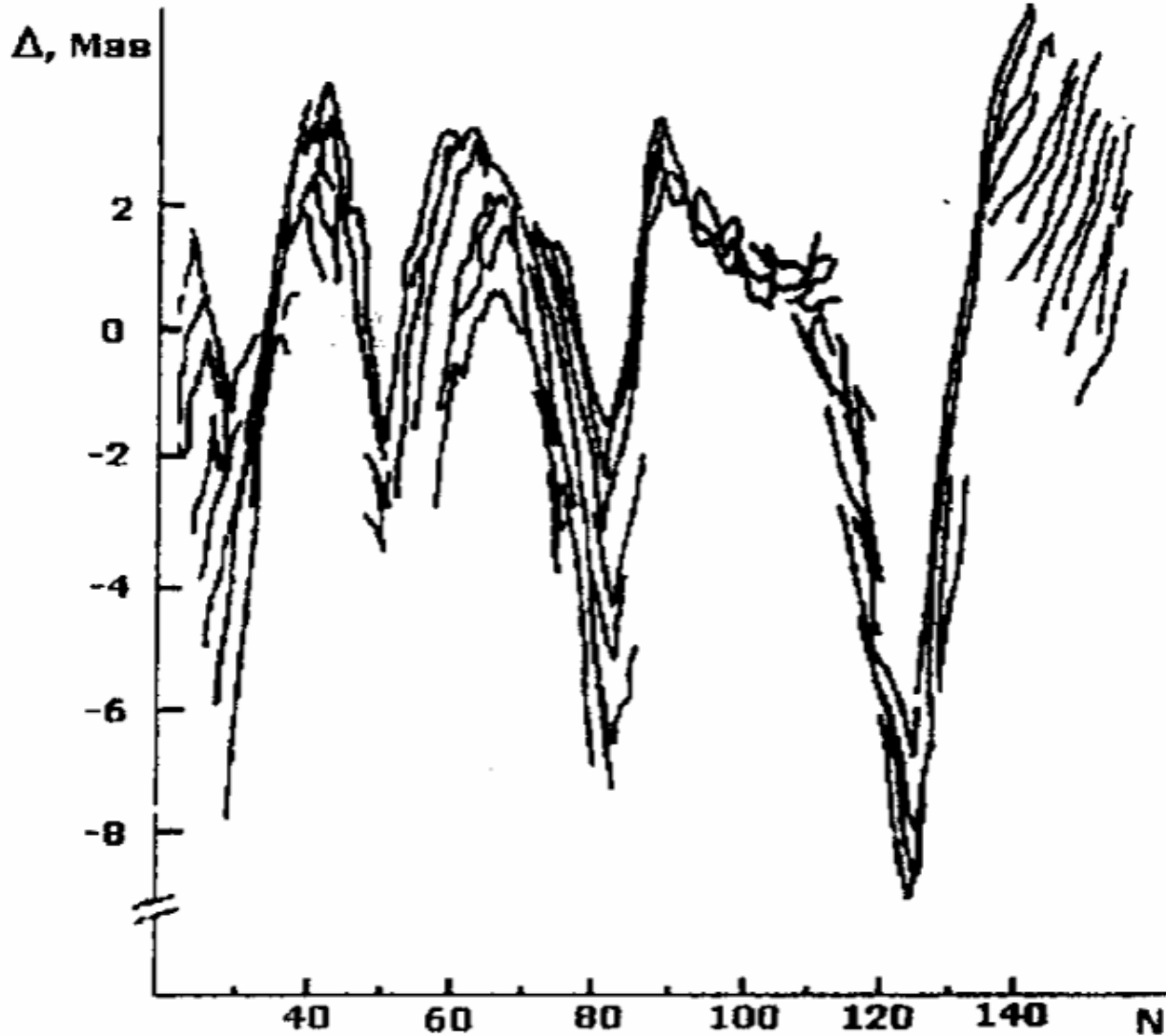
$$W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - \delta \frac{(A-2Z)^2}{A} + \zeta A^{-3/4}.$$

$$\begin{aligned} \alpha &= 15.6 \text{ МэВ}, & \zeta &= +34 \text{ МэВ} - \text{чётно-чётные ядра}; \\ \beta &= 17.2 \text{ МэВ}, & \zeta &= 0 - \text{нечётные ядра}; \\ \gamma &= 0.72 \text{ МэВ}, & \zeta &= -34 \text{ МэВ} - \text{нечётно-нечётные ядра}. \\ \delta &= 23.6 \text{ МэВ} \end{aligned}$$

**Формула Вайцзеккера** описывает:

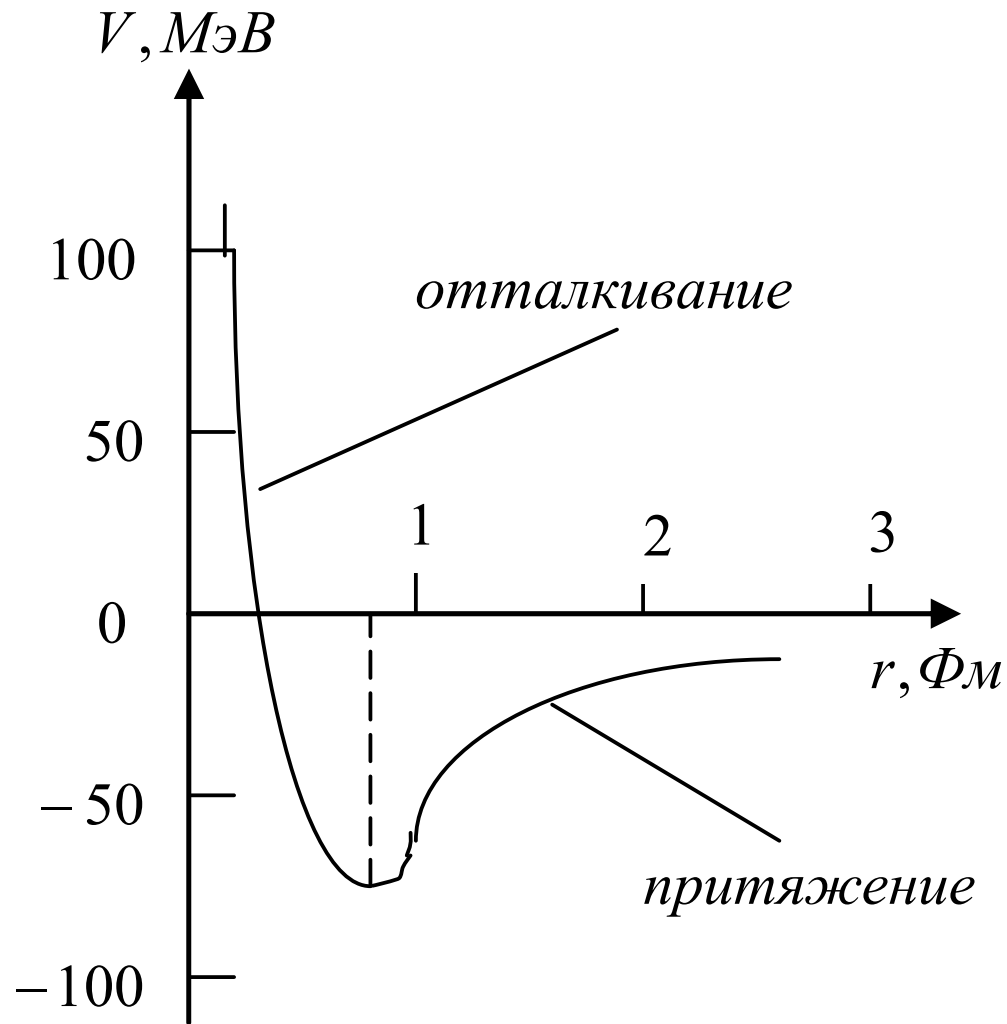
1. энергию связи ядра,
2. энергии отделения n, p,  $\alpha$ -частицы, деление,
3. область стабильных и радиоактивных ядер,
4. границы существования атомных ядер.

# Формула Вайцзеккера



Разность между экспериментальными значениями энергии связи и расчетами на основе формулы Вайцзеккера для ядер с различным числом нейтронов.

# Потенциальная яма. Кулоновский барьер



Радиальная зависимость нуклон-нуклонного потенциала

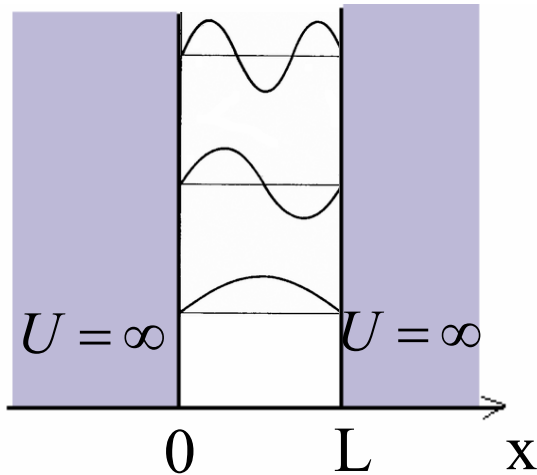
# Потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия

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

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.

# 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

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

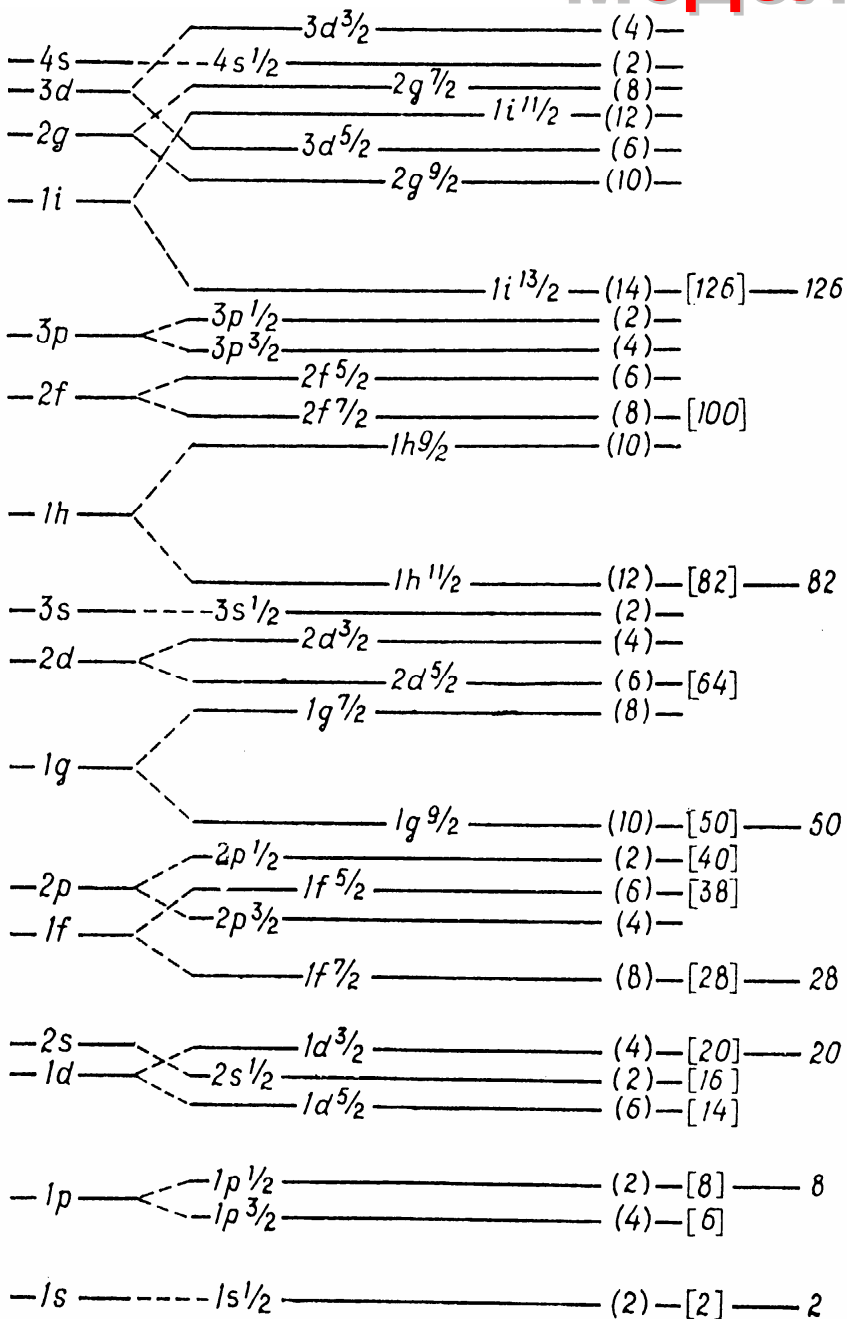
Из граничных условий  $\psi(0) = 0$ ,  $\psi(L) = 0$  и условий непрерывности волновой функции

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

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

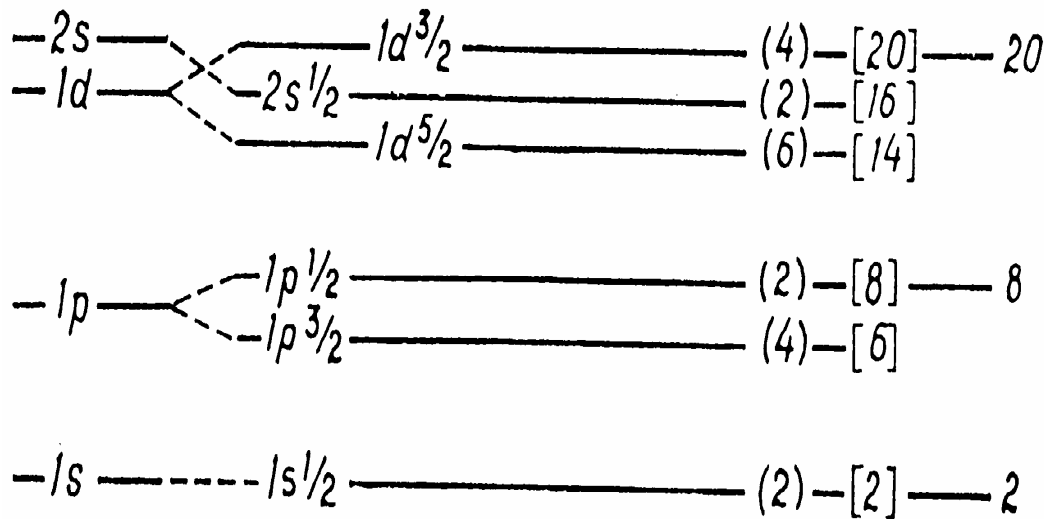
$$E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2mL^2}, \quad \psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{\pi nx}{L}\right)$$

# Модель оболочек



Одночастичные уровни  
в сферически-симметричном  
потенциале.

$|nlj_z\rangle$





# Модель оболочек

## Квантовые числа нуклонов

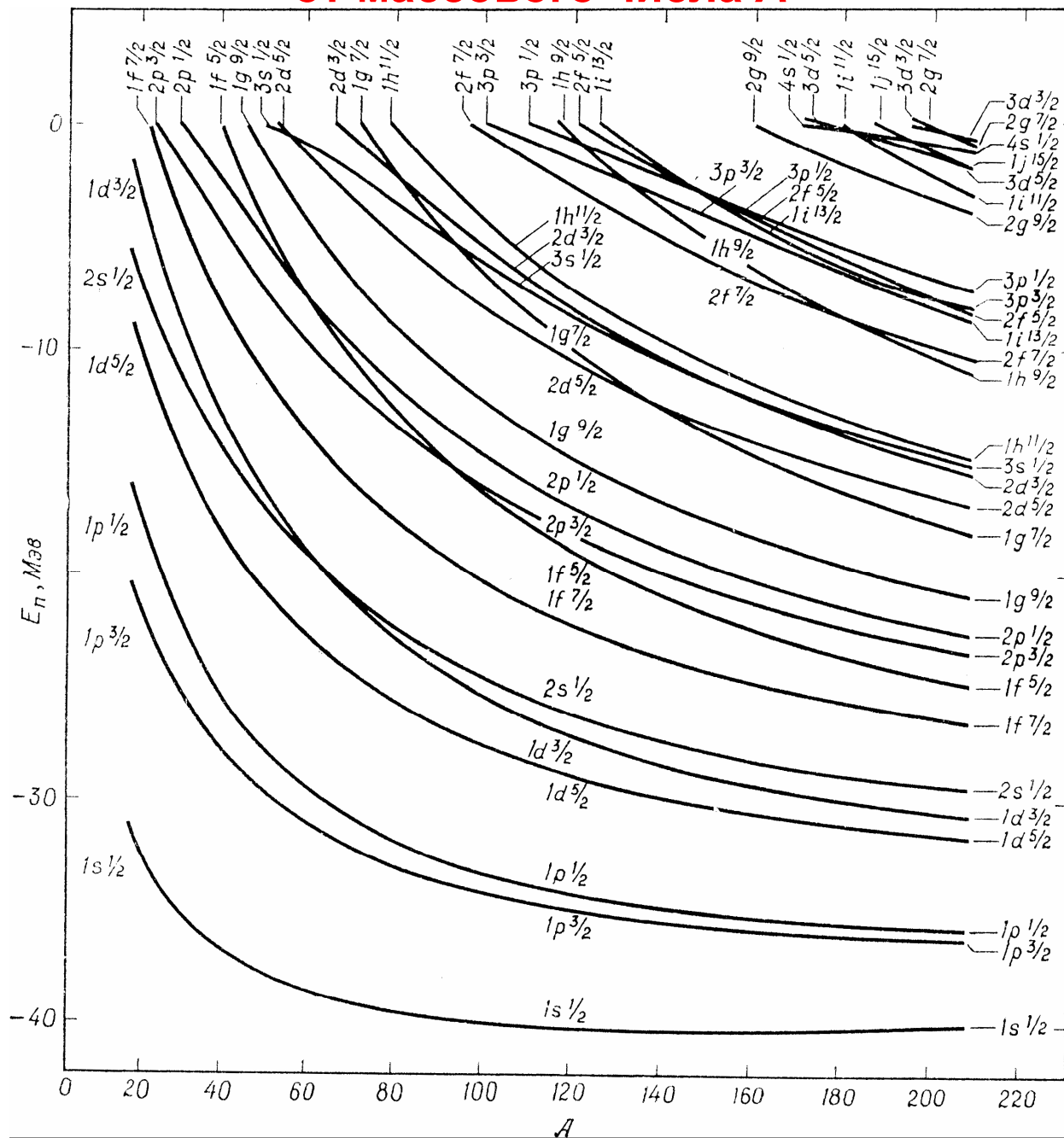
$n$  — главное квантовое число

$\vec{l}$  — орбитальный момент нуклона

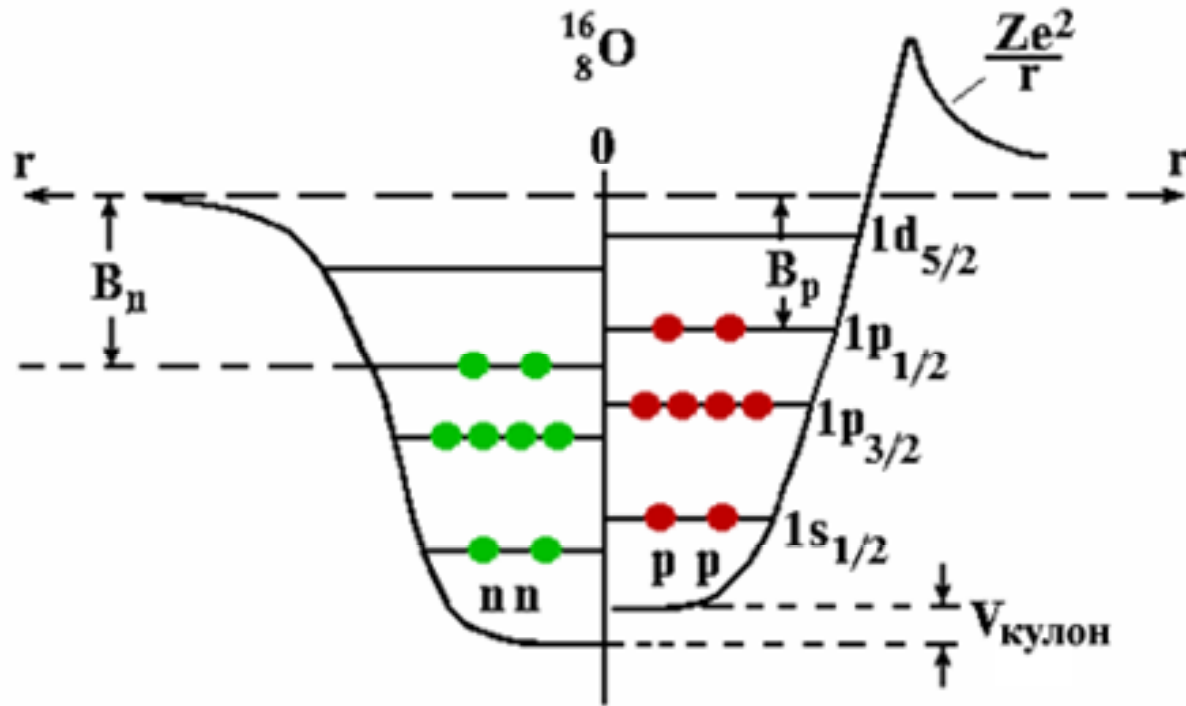
$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$  — полный момент количества движения

$j_z$  — проекция полного момента количества движения

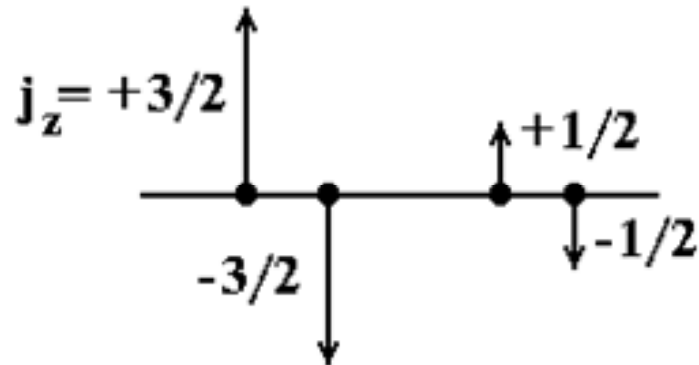
# Зависимость энергии нейтронных одночастичных состояний от массового числа $A$



# Нейтронные и протонные одночастичные состояния в ядре $^{16}\text{O}$



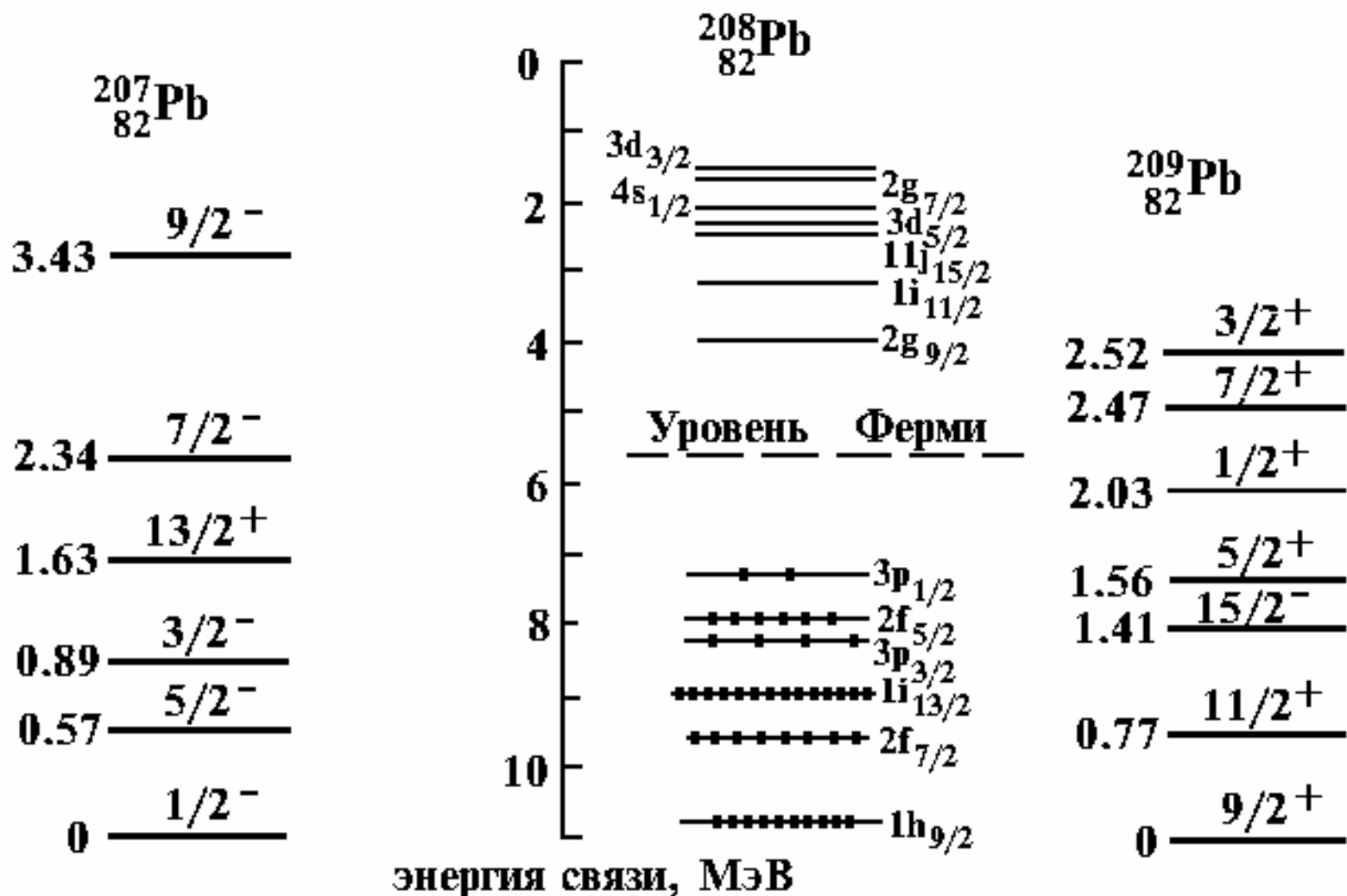
Нейтронные и протонные одночастичные уровни в ядре  $^{16}\text{O}$ .



Нуклоны одного типа на уровне с  $j = 3/2$ .

# 207, 208, 209Pb

## нейтронные подоболочки



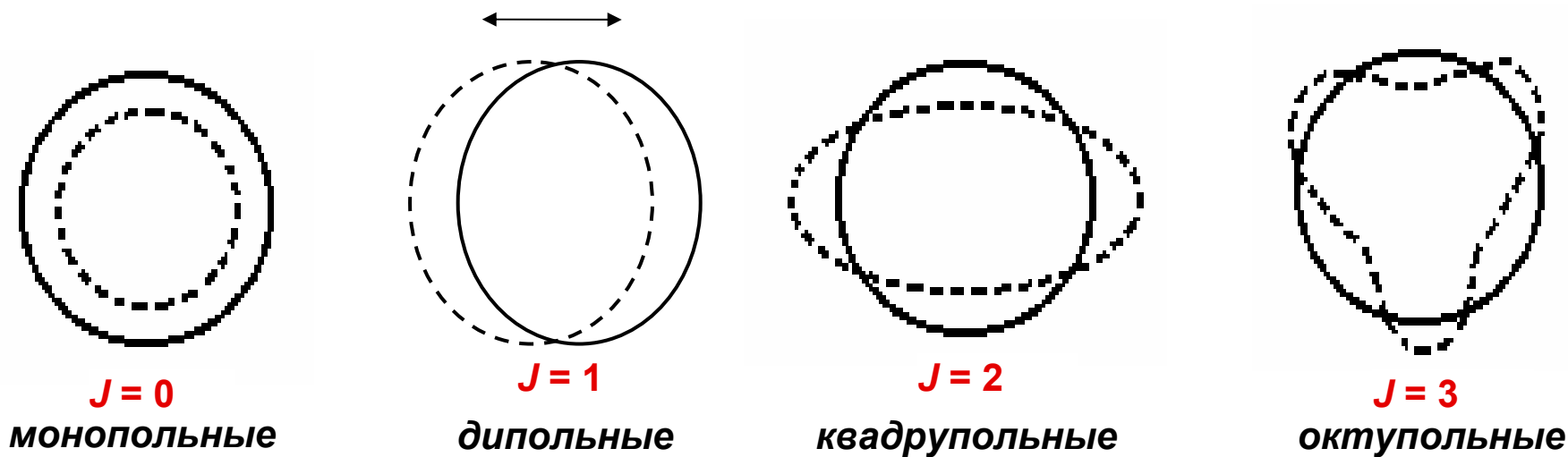
**Коллективные  
колебательные и  
вращательные  
возбужденные состояния  
атомных ядер**

# Коллективные модели ядер

Факты, свидетельствующие о коллективных степенях свободы ядер.

- При энергиях возбуждения  $E^* < 3$  МэВ во многих ядрах наблюдаются последовательности ядерных состояний, которые не могут быть объяснены переходами отдельных нуклонов между ядерными оболочками.
- Возбужденные состояния, соответствующие гармоническим колебаниям ядерной поверхности.
- Возбужденные состояния, соответствующие вращению деформированного ядра.
- Возбужденные состояния, соответствующие колебаниям протонов относительно нейтронов.

# 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

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

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

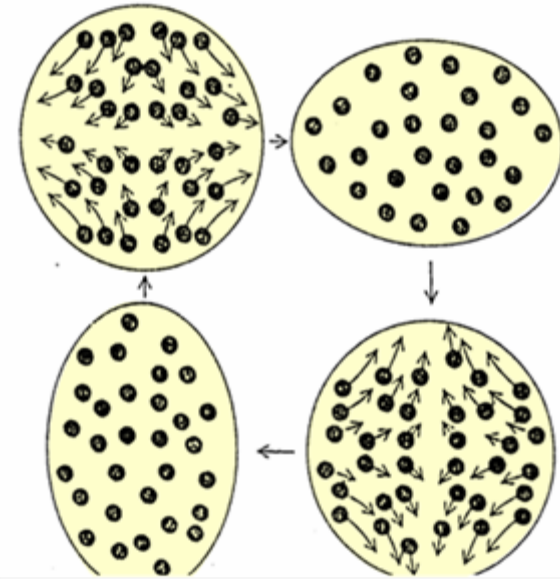
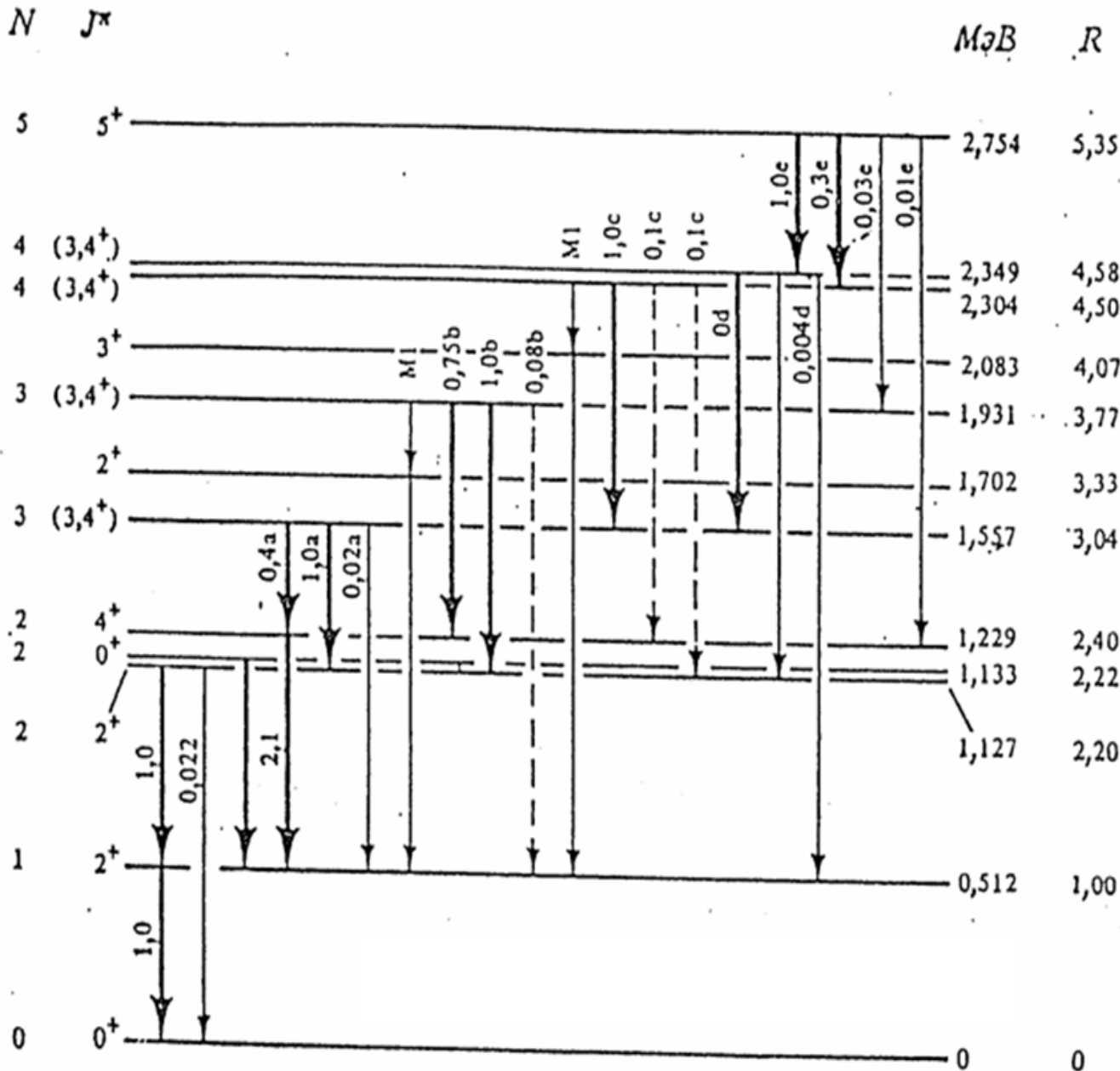
$$n = 0, E = 0 \quad \text{-----} \quad 0^+$$

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 $^{106}\text{Pd}$



# 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.

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

$8^+$  ————— 1085 (1120)

$6^+$  ————— 642 (653)

$4^+$  ————— 309 (311)

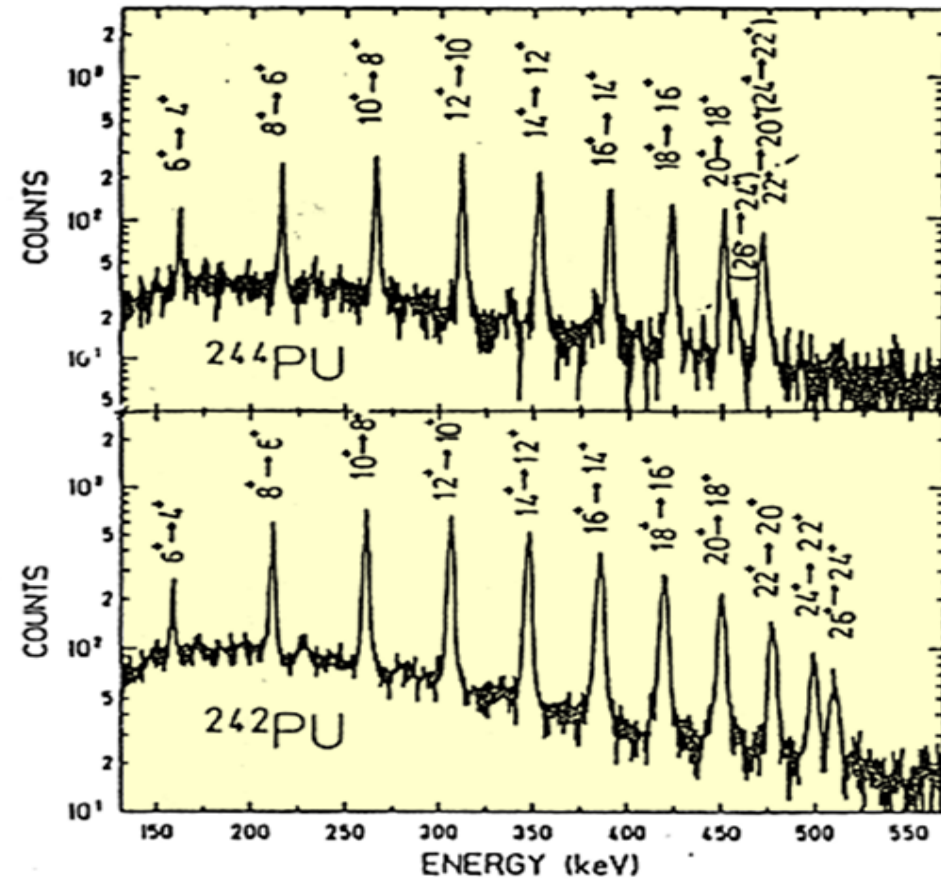
$2^+$  ————— 93 кэВ

$0^+$  ————— 0

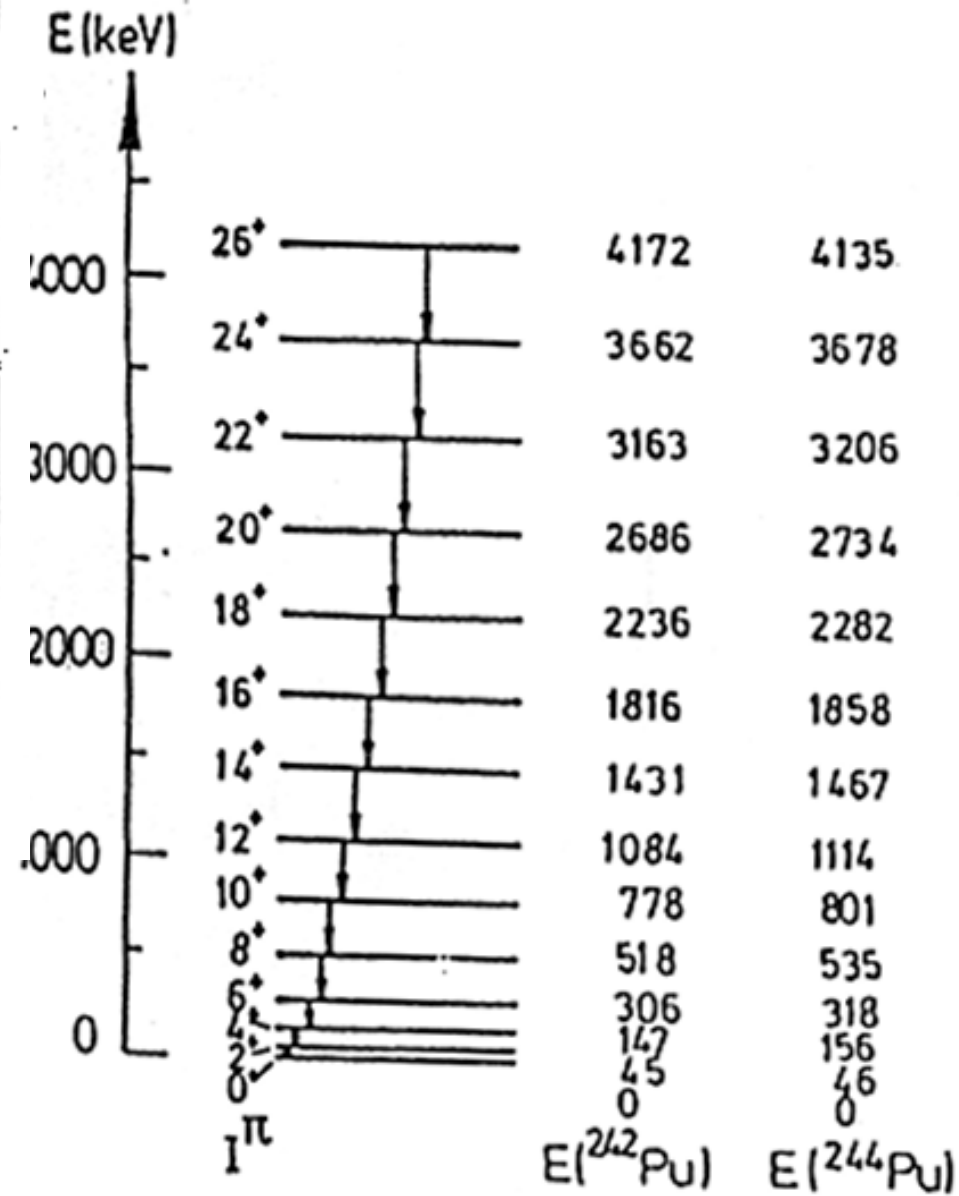
Нижние вращательные состояния ядра  $^{180}_{72}\text{Hf}$ .

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  $2^+$

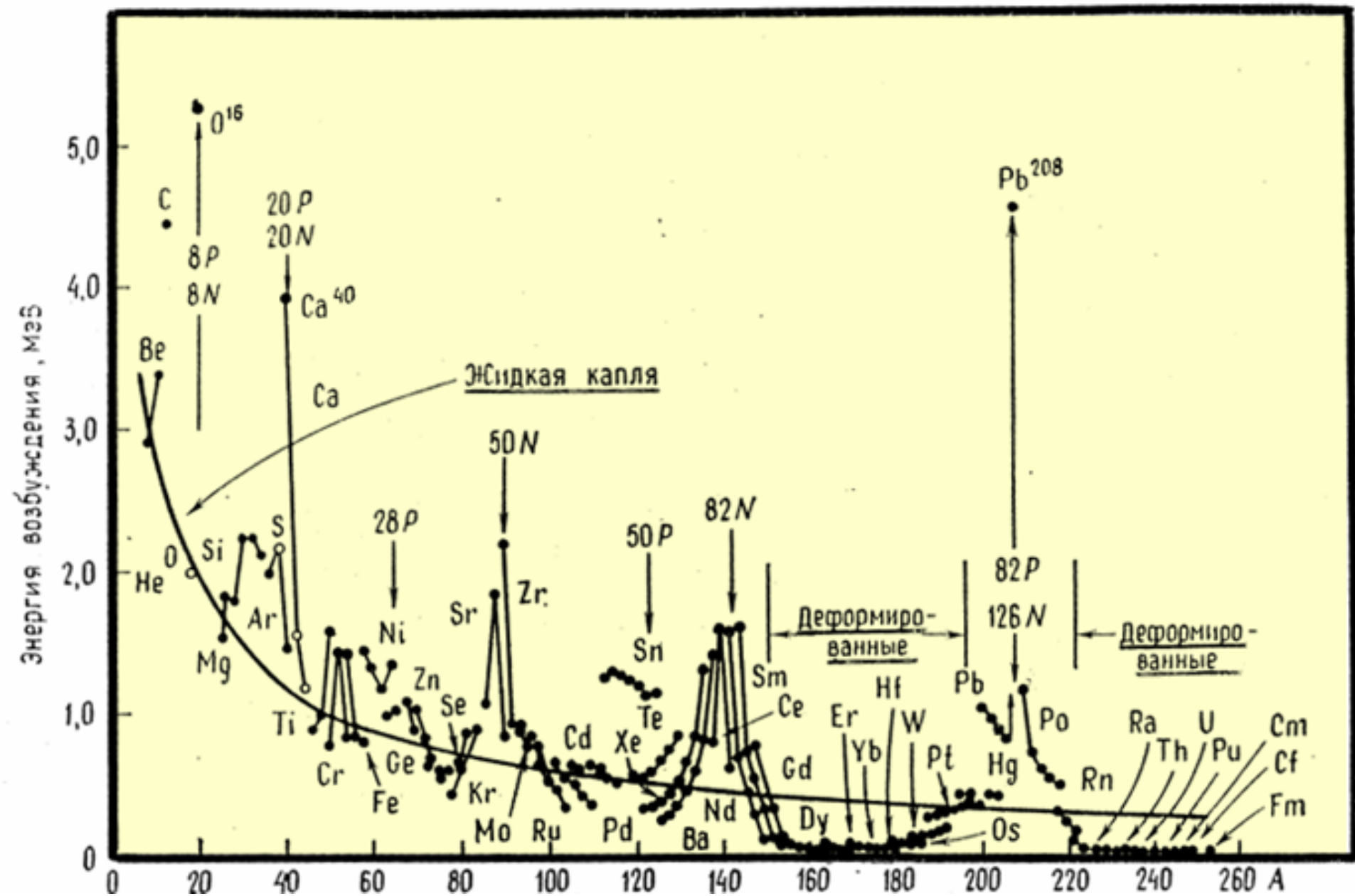
# Вращательные спектры бесспиновых ядер



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

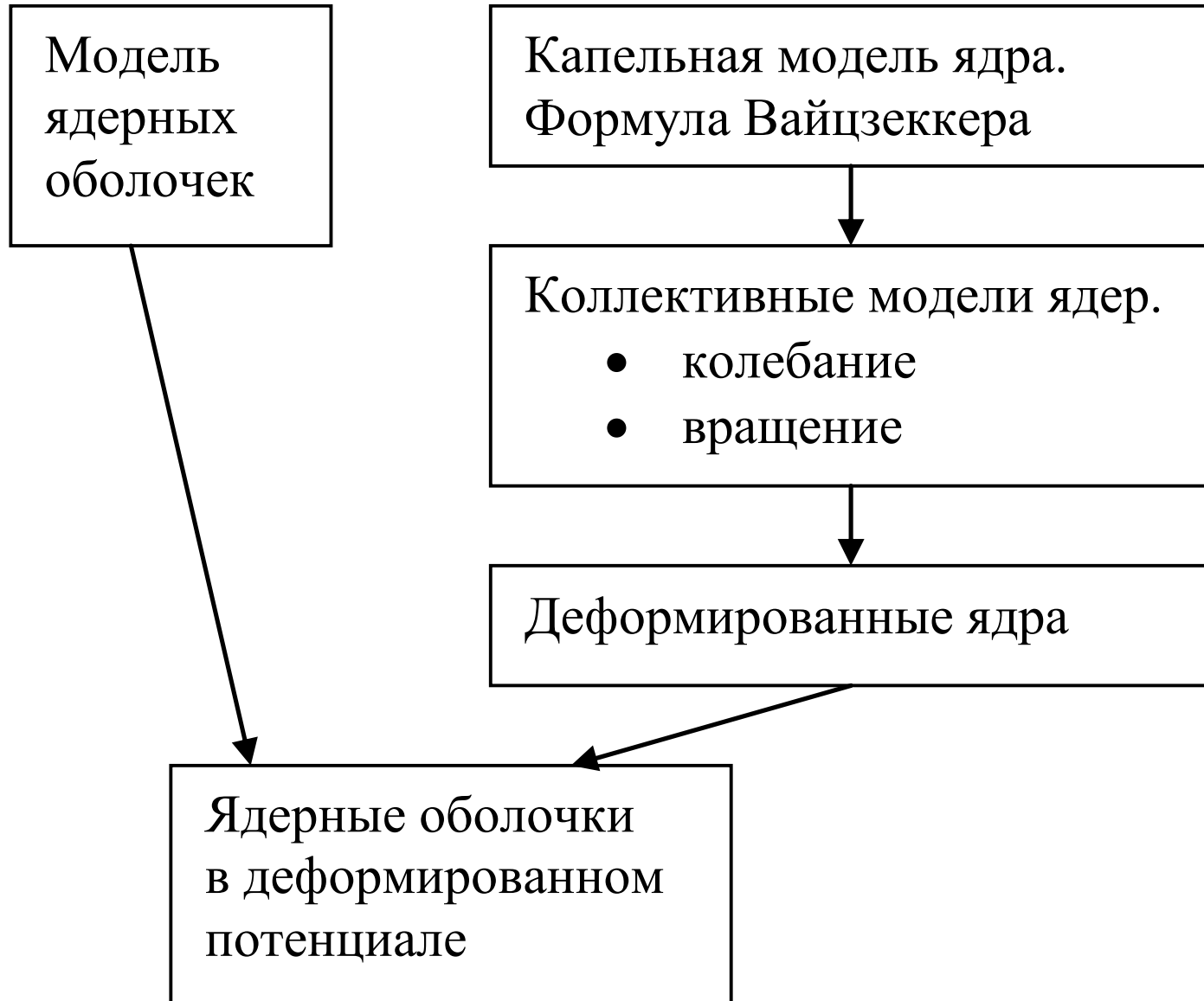


# Возбужденные состояния $2^+$

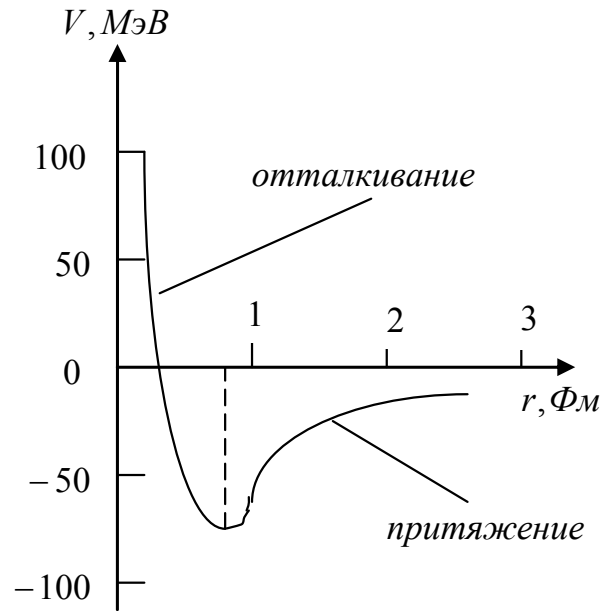




# Модели ядер



# Потенциал Юкавы



Хидэки Юкава  
1907 - 1981

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.

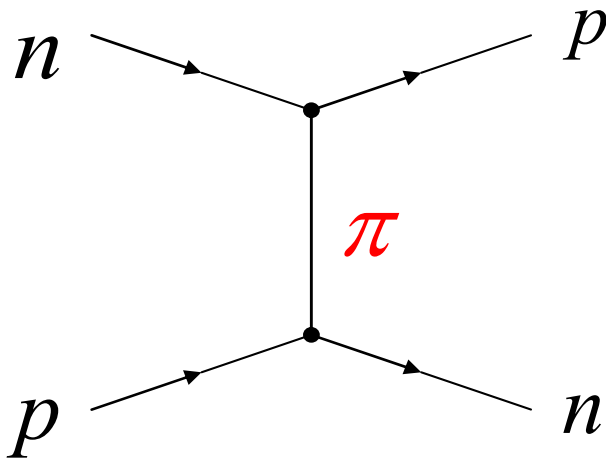


# $\pi$ -МЕЗОНЫ, КВАНТЫ ЯДЕРНОГО ПОЛЯ

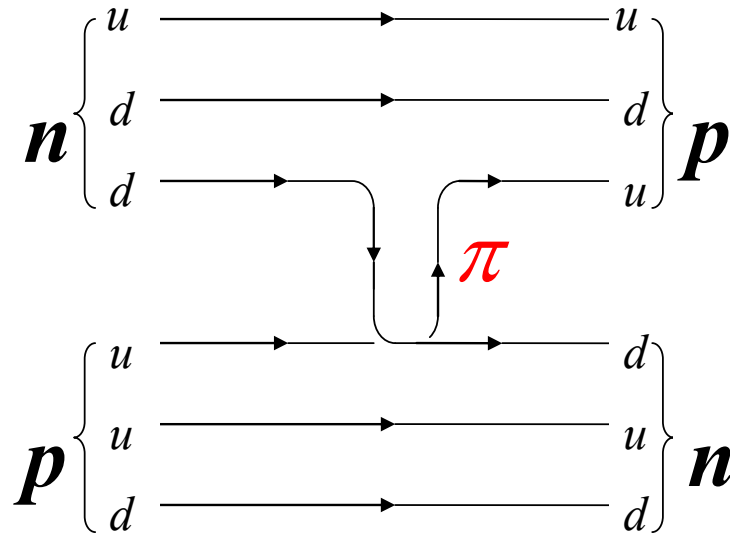
$$R = \frac{\hbar}{mc} \approx 1,5 - 2,0 \text{ ФМ.}$$

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

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

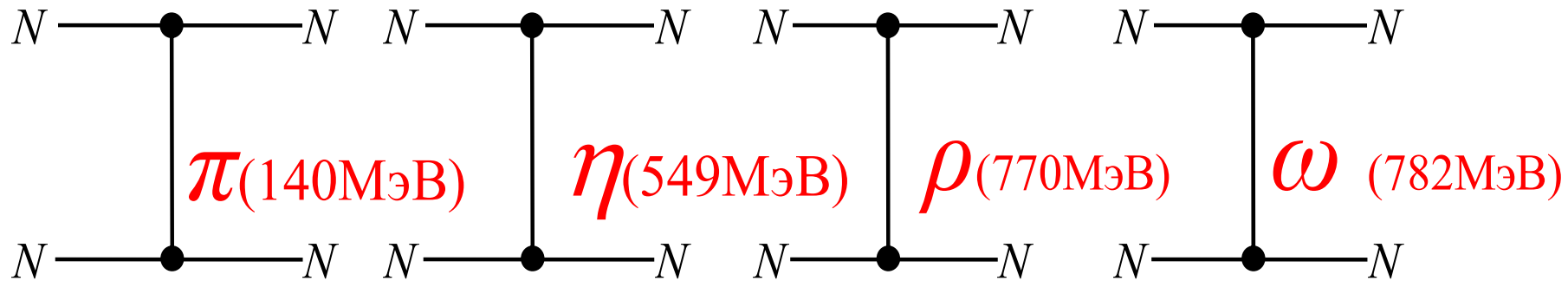


Однопионное  $pn$ -взаимодействие



Кварковая диаграмма  $pn$ -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	$\pi$	$\eta$	$\rho$	$\omega$
$J^P(I)$	$0^-(1)$	$0^-(0)$	$1^-(1)$	$1^-(0)$

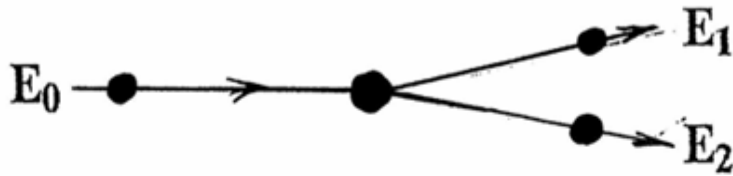
# Прямые ядерные реакции срыва и подхвата



Примером прямых реакций являются реакции срыва и подхвата ( $d, p$ ), ( $d, n$ ), ( $p, d$ ), ( ${}^3\text{He}, \alpha$ ), ( $d, t$ ) и т. д. Эти реакции называют также **реакциями однонуклонной передачи**, так как в них налетающая частица и ядро-мишень обмениваются одним нуклоном.

$$\lambda_p \ll R_{\text{ядра}}$$

$$E_p \approx 100 \text{ МэВ}$$



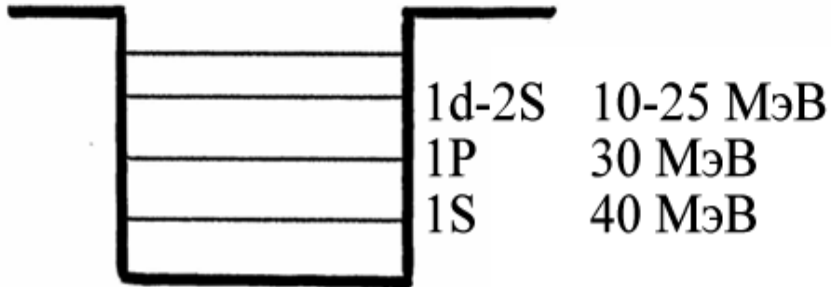
$$E_L = E_0 - (E_1 + E_2) - E_R$$

$E_L$  - энергия связи нуклона на оболочке (n, L, j)

$E_0$  - энергия налетающего протона

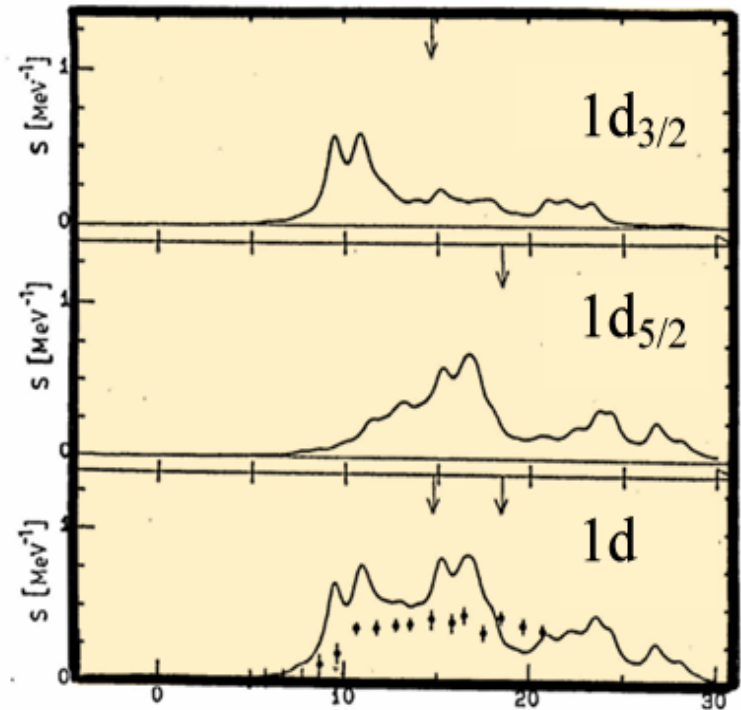
$E_{1,2}$  - энергии вылетающих протонов

$E_R$  - энергия ядра отдачи



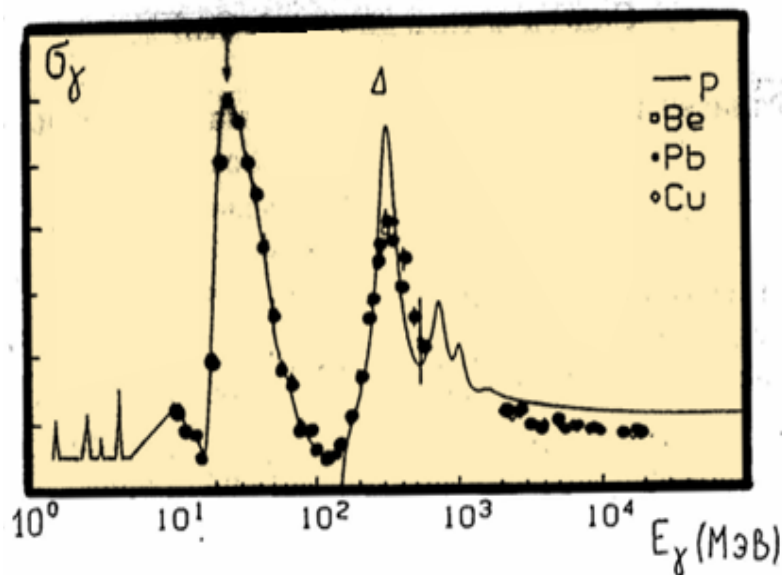
<sup>40</sup><sub>20</sub>Ca

# Реакции (p,2p)



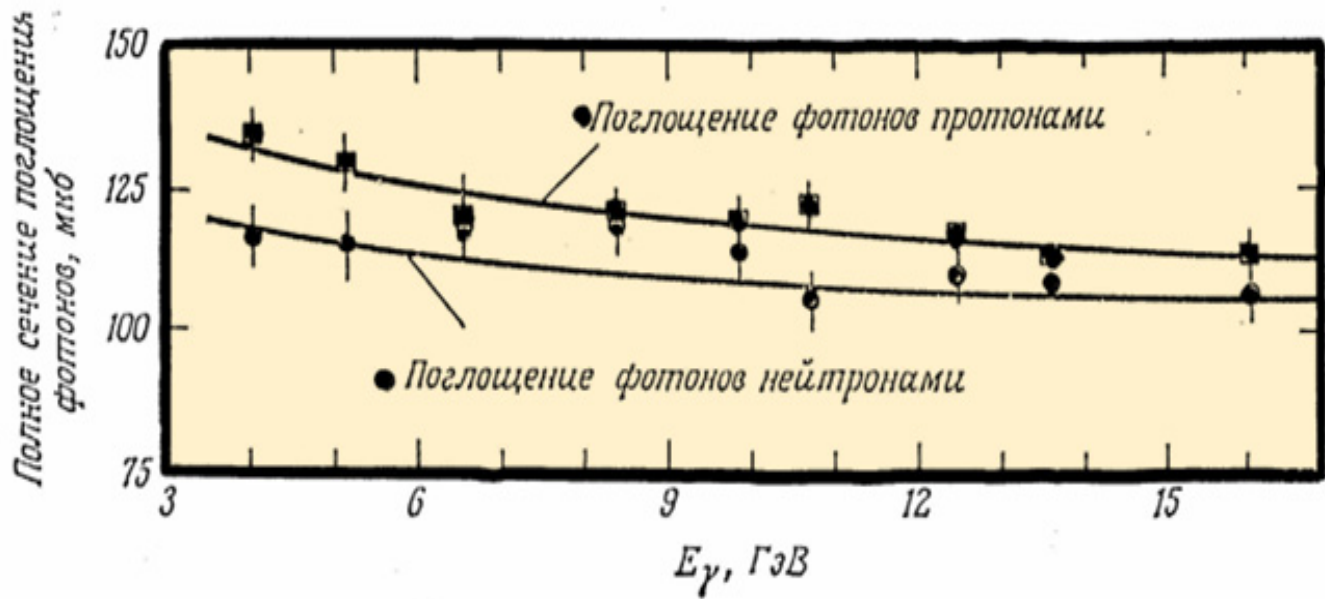
E, МэВ

# Взаимодействие $\gamma$ -квантов с атомными ядрами



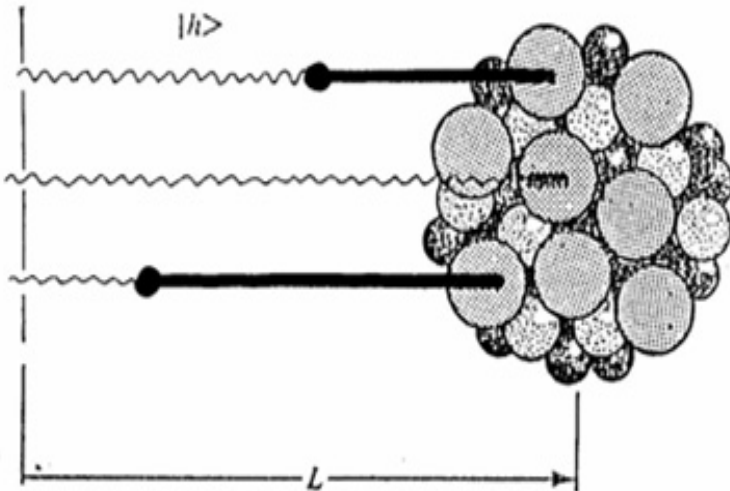
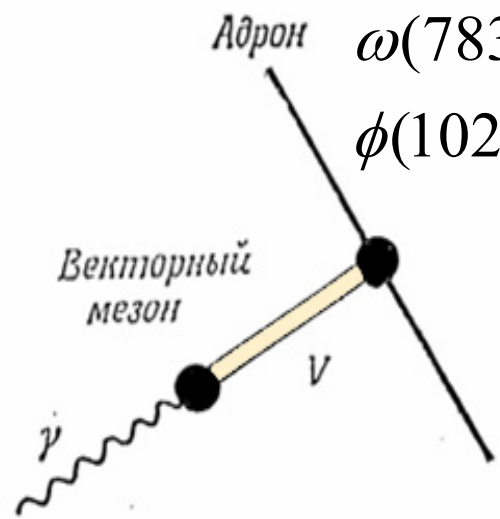
При небольших энергиях  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma < 5 \div 10$  МэВ в сечении реакции наблюдаются чётко выраженные резонансы, соответствующие возбуждению отдельных уровней ядра. В области энергий  $E_\gamma \approx 10 \div 40$  МэВ в ядре возбуждается гигантский дипольный резонанс, который можно интерпретировать как колебания протонов относительно нейтронов под действием электромагнитной волны. В результате поглощения  $\gamma$ -кванта из возбужденного состояния ядра испускаются протоны и нейтроны. При энергиях  $E_\gamma > 100$  МэВ  $\gamma$ -кванты взаимодействуют с отдельными нуклонами ядра. При этом образуются возбужденные состояния нуклона —  $\Delta$  и N-резонансы, распадающиеся с испусканием  $\pi$ -мезонов.

# Взаимодействие $\gamma$ -квантов с ядрами. Высокие энергии

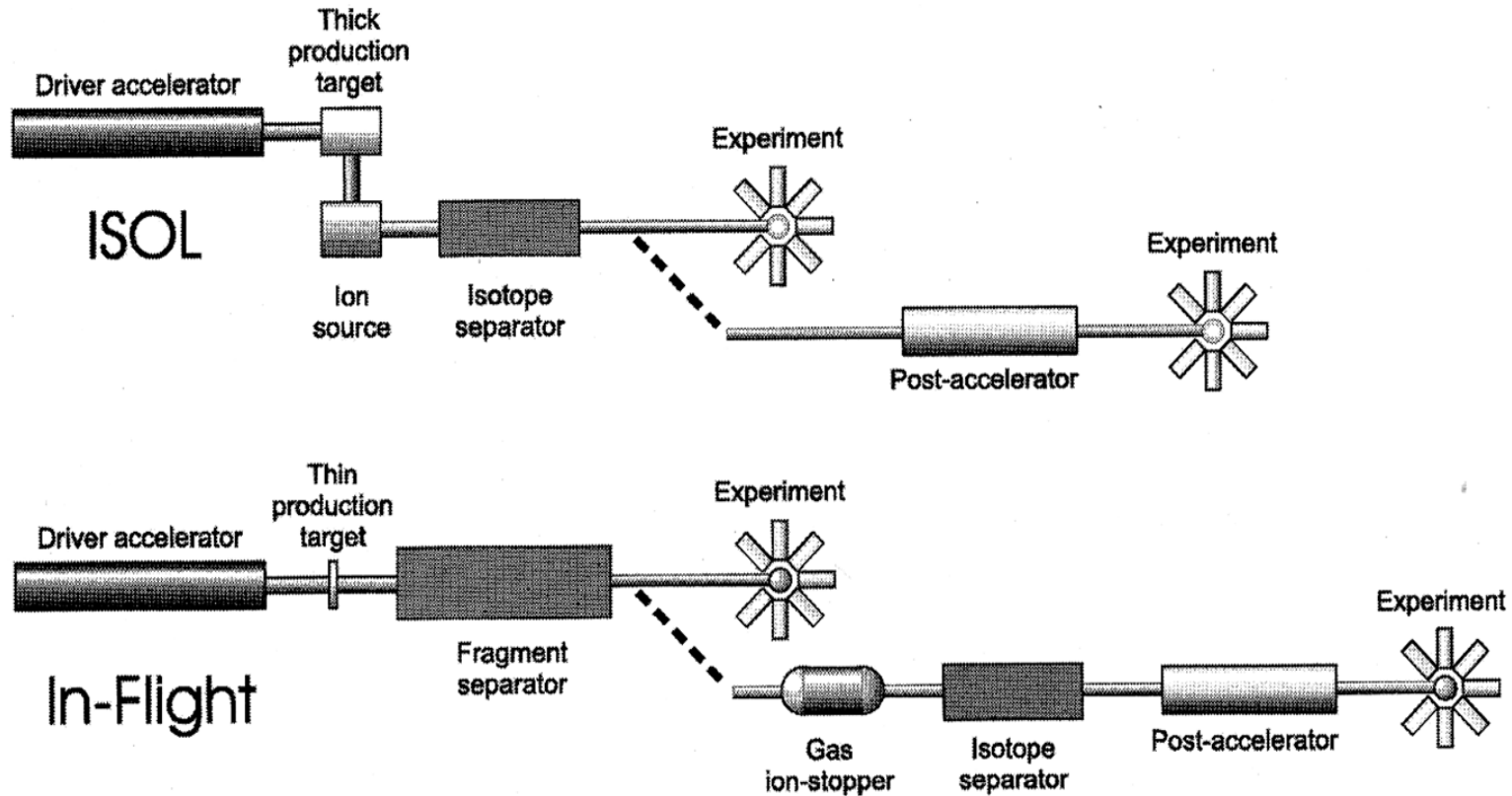


- $\rho$ (776 МэВ)
- $\omega$ (783 МэВ)
- $\phi$ (1020 МэВ)

$$\sigma(\gamma, A) = aA + bA^{2/3}$$



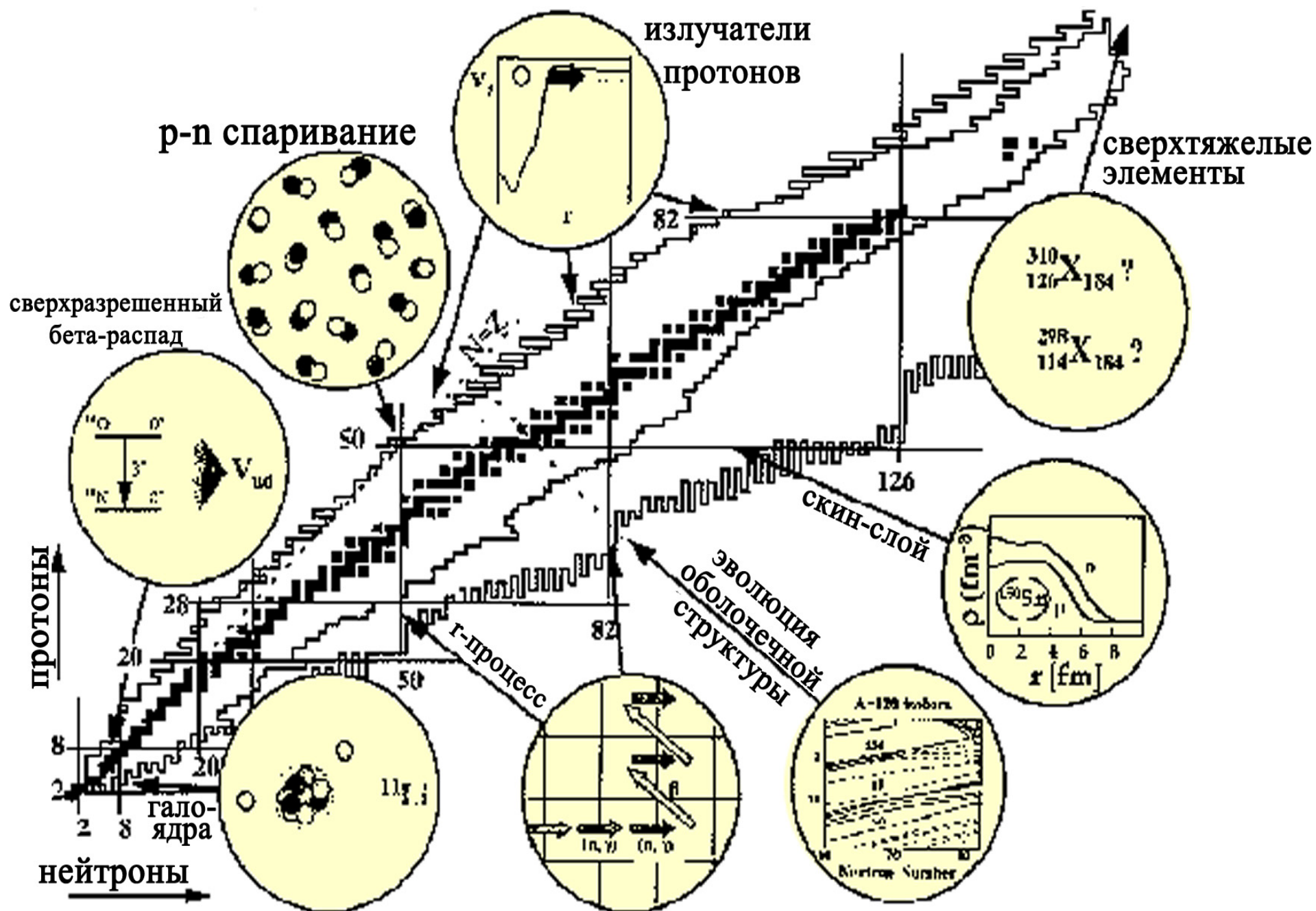
# Пучки радиоактивных ядер



Используется два основных метода получения пучков радиоактивных ядер.

- **Метод ISOL** (Isotop Separation On Line).
- **Метод In-Flight** (метод фрагментации ускоренных ионов на мишени).

# Основные направления исследований с помощью радиоактивных пучков

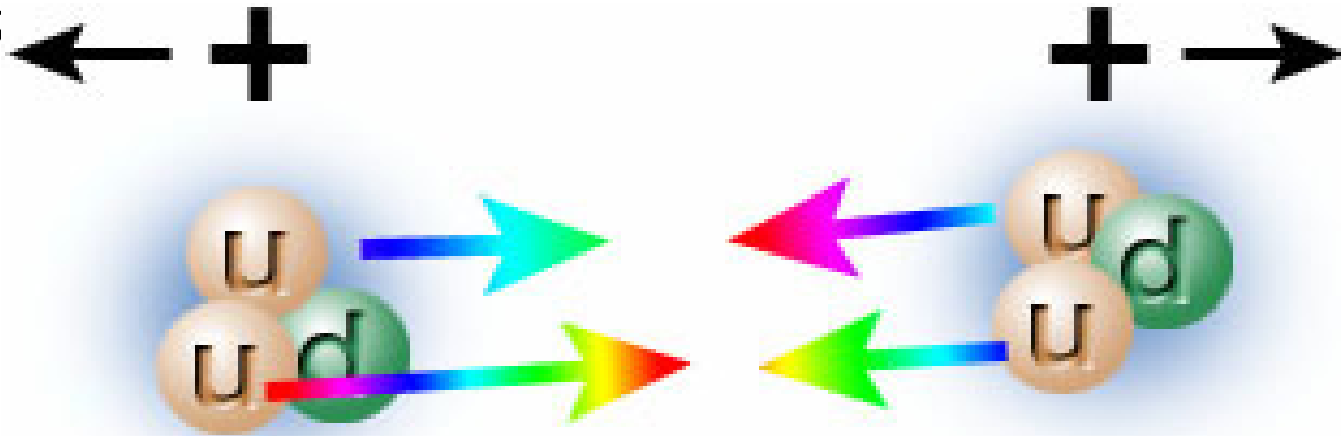




# Кварки – Адроны – Ядра

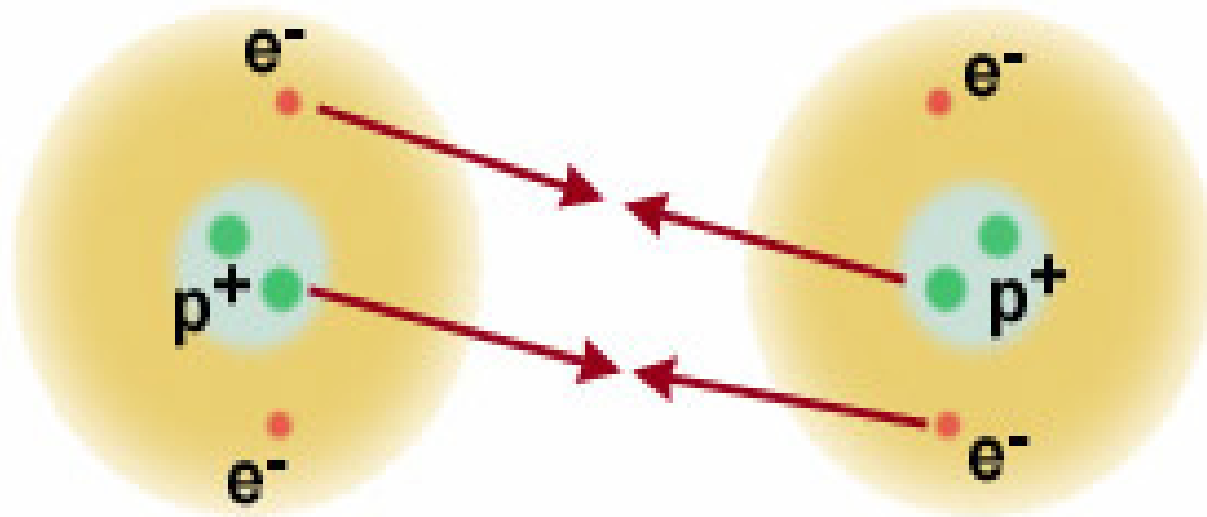
Расстояние, на котором проявляется цветное взаимодействие  $\approx 1$  Фм – характерный размер адрона. Цветные взаимодействия кварков и глюонов формируют адрон. Точно так же, как атом, состоящий из заряженных частиц, является электрически нейтральным образованием, адрон, состоящий из цветных объектов, является бесцветным объектом. Цвет проявляется только на расстоянии  $< 10^{-13}$  см.

Бесцветные адроны связаны друг с другом ядерными силами, которые являются аналогом сил связывающих нейтральные атомы в молекулы. Ядерные силы – это слабый «отголосок» сильного взаимодействия



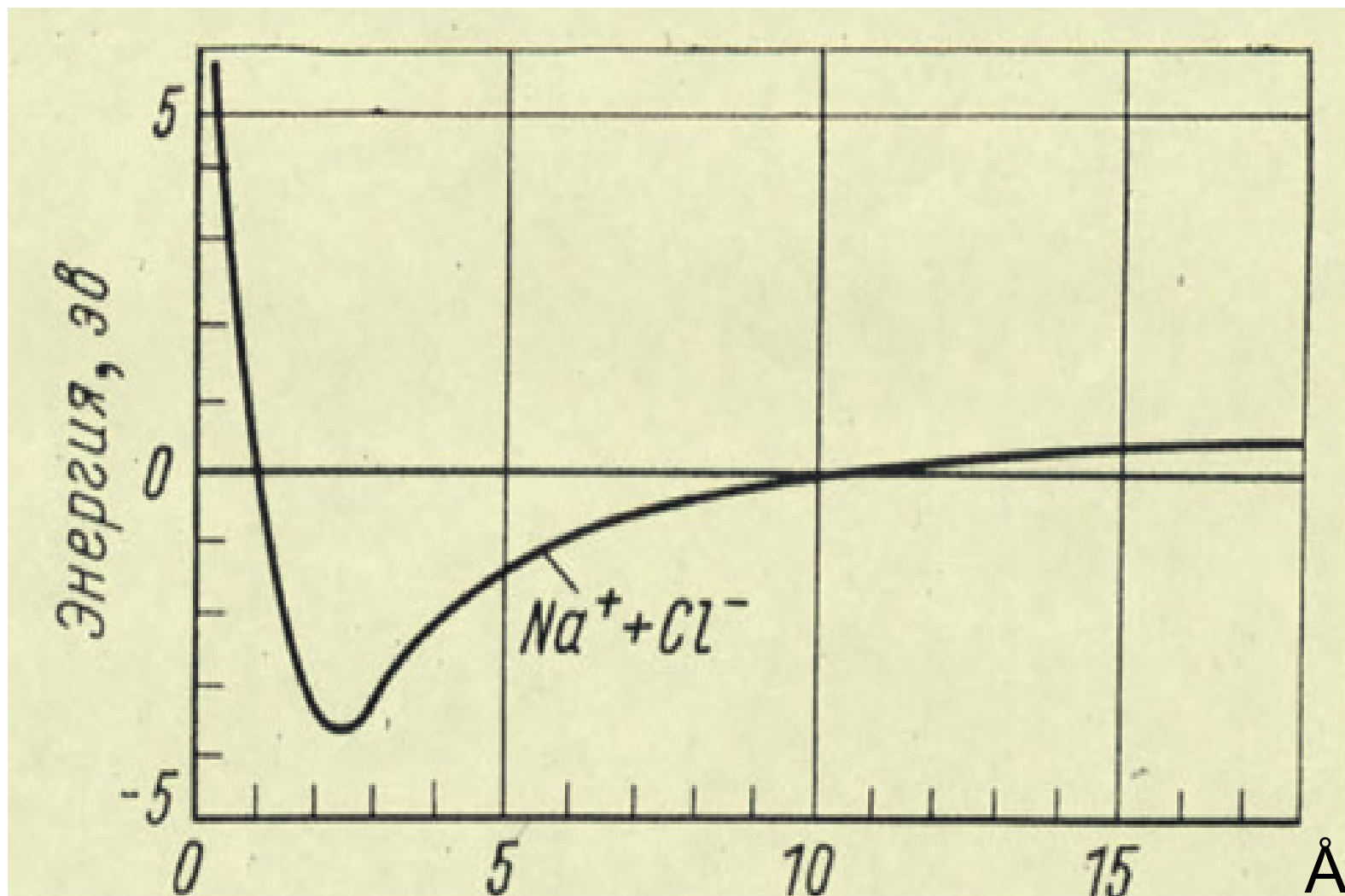
## Атомные ядра

# Атомы - Молекулы



Электромагнитное поле атома сосредоточено в области пространства размером  $10^{-8}$  см. Для наблюдателя, находящегося на большом расстоянии, атом представляется нейтральной системой, так как положительный заряд ядра полностью компенсируется отрицательным зарядом электронной оболочки. При образовании молекулы прочно связанные внутренние оболочки атомов практически не изменяются. Химические и физические свойства молекул определяются относительно слабо связанными электронами внешней оболочки. Силы, связывающие атомы в молекулы, имеют электромагнитную природу. Однако это лишь слабый «отголосок» сил, связывающих электроны и атомное ядро.

# Атомы. Молекулы



Изменение энергии системы  $NaCl$  в зависимости от расстояния (Å) между ионами  $Na^+$  и  $Cl^-$