

Частицы и атомные ядра

основные вопросы по курсу

1. Состав и размер ядра. N-Z диаграмма атомных ядер.

Атомное ядро открыто в 1911 г. Эрнстом Резерфордом в результате анализа опытов по рассеянию α -частиц на тонких золотых и платиновых фольгах в 1909 году

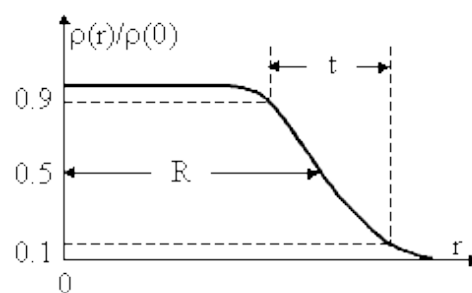
Атомное ядро состоит из нейтронов и протонов (т.е. нуклонов, имеющих разную третью проекцию изоспина).

Частица	Заряд	Спин, \hbar	Масса (mc^2), МэВ	Время жизни
p	$+e$	1/2	938.272	$> 10^{32}$ лет
n	0	1/2	939.565	885.7 ± 0.8 с

Плотность заряда ядра описывается распределением Ферми.

Величину R , являющуюся радиусом зарядовой полуплотности, называют радиусом ядра. $R = (1.0 - 1.1) A^{\frac{1}{3}}$ Фм

При аппроксимации ядра сферой однородной плотности $R = 1.2 A^{\frac{1}{3}}$ Фм



Известные ядра:

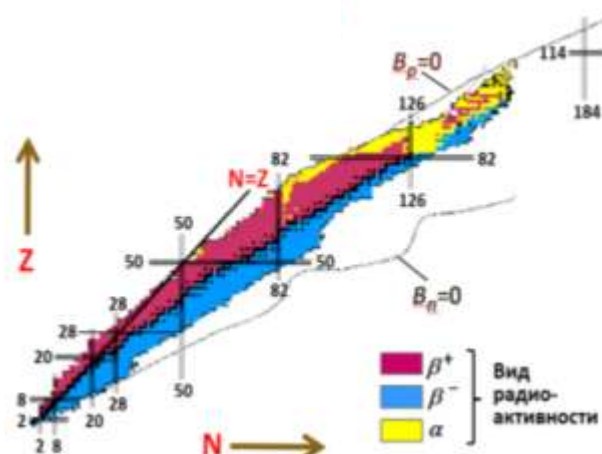
- Стабильные и долгоживущие (285) Стабильных ядер 261; долгоживущими принято считать нуклиды с периодом полураспада $t_{1/2} > 5 \cdot 10^8$ лет
- Радиоактивные (3200) $t_{1/2} < 5 \cdot 10^8$ лет.

Возможное количество ядер приблизительно 6000-6500.

Сверху NZ-диаграмма ограничена энергией отделения протона, снизу – нейтрона (B_p и B_n равны нулю, когда очередной нуклон уже не захватывается и более тяжелое ядро не образуется).

Долина стабильности $Z \approx \frac{A}{0,015A^{2/3+2}}$ (по Вайцеккеру)

Ядра с одинаковым Z – изотопы, ядра с одинаковым A – изобары.



2. Масса и энергия связи ядра. Формула Вайцеккера.

Ядро – система связанных нуклонов. Минимальная энергия, которую нужно затратить, чтобы его разделить на нуклоны – энергия связи ядра:

$$W(A, Z) = [Z \cdot m_p c^2 + (A - Z) \cdot m_n c^2] - M(A, Z) c^2$$

$M(A, Z) c^2$ – масса атомного ядра (определяется из масс-спектрометрии, либо из баланса энергий). Единица массы – атомная единица массы, равная 1/12 массы атома $^{12}\text{C} \approx 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг

$$E_{св} = a_1 A - a_2 A^{\frac{2}{3}} - a_3 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_4 \frac{(A-2Z)^2}{A} + a_5 A^{-3/4}.$$

В модели Вайцеккера ядро рассматривается как сферическая капля несжимаемой заряженной ядерной жидкости радиуса $R = r_0 A^{1/3}$.

Первый член представляет объемную энергию ядра. Энергия связи тем больше, чем больше нуклонов или объем ядра ($R = r_0 A^{1/3} \Rightarrow A \sim R^3$)

Второй член – это поверхностная энергия ядра. Эта энергия пропорциональна площади поверхности. Она будет уменьшать полную энергию связи, так как нуклоны, находящиеся на поверхности имеют меньше соседей, чем внутренние частицы. ($S = 4\pi R^2 = 4\pi r_0^2 A^{2/3}$)

Третий член в энергии связи обусловлен кулоновским взаимодействием протонов. В капельной модели предполагается, что электрический заряд протонов равномерно распределен внутри сферы радиуса $R = r_0 A^{1/3}$.

Четвертый член в формуле учитывает энергию симметрии ядра, которая отражает тенденцию к стабильности ядер с $N = Z$ (по принципу Паули в одинаковом состоянии – на одном энергетическом уровне – могут находиться лишь нуклоны разного типа, значит, нуклоны одного типа уменьшают энергию связи, так как заполняют более высокие уровни). Появление множителя $1/A$ связано со сближением уровней по мере увеличения A .

$$\alpha_1 = 15,6 \text{ MeV}, \alpha_2 = 17,2 \text{ MeV}, \alpha_3 = 0,72 \text{ MeV}, \alpha_4 = 23,6 \text{ MeV}$$

$$\text{Долина стабильности } Z \approx \frac{A}{0,015 A^{2/3} + 2} \text{ (минимум по } Z \text{ суммы 3го и 4го членов)}$$

Пятый член учитывает эффект спаривания нуклонов одного типа, находящихся на одном энергетическом уровне. С точки зрения эффекта существуют три типа ядер: четно-четные (все нуклоны спарены, энергия эффекта максимальна, $\delta = +34 \text{ MeV}$), нечетно-нечетные (по одному нуклону каждого типа не спарены, энергия эффекта наименьшая, $\delta = -34 \text{ MeV}$) нечетные (промежуточный случай, по договоренности $E = 0, \delta = 0$)

3. Радиоактивный распад ядер. Законы радиоактивного распада ядра.

Способность ядер самопроизвольно распадаться, испуская частицы, называется радиоактивностью. Процесс распада – по своей природе процесс статистический.

Виды распада:

1. альфа-распад
2. бета-распад

3. гамма-распад
4. спонтанное деление
5. испускание нуклона
6. испускание кластера (ядра от ^{12}C до ^{32}S)

Необходимое условие распада $M > \sum_i m_i$. Энергия распада $Q = (M - \sum_i m_i)c^2$

Постоянная распада λ - вероятность распада ядра в единицу времени.

Если в образце в момент времени t имеется N радиоактивных ядер, то количество ядер dN , распавшихся за время dt пропорционально N :

$$dN = -\lambda N dt.$$

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad \text{закон радиоактивного распада}$$

$$\text{Среднее время жизни } \tau = \frac{1}{\lambda}$$

Период полураспада $T_{1/2}$ - время, за которое первоначальное количество радиоактивных ядер уменьшится в два раза:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} = \tau \ln 2$$

Активность A - среднее количество ядер распадающихся в единицу времени

$$A(t) = \lambda N(t).$$

Активность измеряется в кюри (Ки) и беккерелях (Бк)

$$1 \text{ Ки} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ распадов/с,}$$

$$1 \text{ Бк} = 1 \text{ распад/с.}$$

В случае двух частиц в конечном состоянии кинетические энергии продуктов определены однозначно. Если частиц в конечном состоянии больше двух, спектры продуктов имеют непрерывный характер

4. Альфа-распад. Кулоновский и центробежный барьеры.

Альфа-распад - распад атомных ядер, сопровождающийся испусканием альфа-частиц (ядер ^4He).

Большинство альфа-радиоактивных изотопов расположены в области тяжелых ядер ($Z > 83$). Это обусловлено тем, что альфа-распад связан с кулоновским отталкиванием, которое возрастает по мере увеличения размеров ядер быстрее (как Z^2), чем ядерные силы притяжения, которые растут линейно с ростом массового числа A .

$$\text{Условие распада: } M(A, Z) > M(A - 4, Z - 2) + M_\alpha,$$

где $M(A, Z)$ и $M(A-4, Z-2)$ - массы покоя исходного и конечного ядер соответственно, M_α - масса альфа-частицы.

$$\text{Энергия распада: } Q_\alpha = (M(A, Z) - M(A - 4, Z - 2) - M_\alpha)c^2$$

Энергии α -частиц – 2-9 МэВ, периоды полураспада – от $\approx 10^{-8}$ с до $> 10^{19}$ лет. Основная часть энергии α -распада уносится α -частицей.

Вероятность распада $w = \nu P$, где $\nu = v/2R$ – частота появления на границе, P – вероятность покинуть ядро.

$$P = e^{-\frac{2}{\hbar} \int_R^{R_0} \sqrt{2\mu[V(r)-T]} dr}$$

вероятность туннелирования в потенциале ядра и кулоновского поля (формула Гамова)

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{w} = 0.693 \frac{2R}{\nu P} \text{ период}$$

полураспада для кулоновского потенциала

$$\lg t_{1/2} = \frac{A}{\sqrt{T_\alpha}} - B, \quad \text{закон Гейгера-Неттола}$$

$A=120-160$, $B=50-55$, $t_{1/2}$ в секундах, T_α – в МэВ.

Центробежная энергия препятствует вылету частицы из ядра, т.е. создает дополнительный барьер. Однако он пренебрежимо мал для альфа-частицы..

$$T_{ep} = \frac{L^2}{2mr^2} \Rightarrow T_{ep} = \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2mr^2}$$

L – орбитальный момент. При $T_{кин} < T_{ep}$ частица может преодолеть центробежный барьер за счет туннелирования, унося орбитальный момент L . Вероятность эффекта тем меньше, чем больше L .

5. Бета-распад. Экспериментальное обнаружение (анти)нейтрино.

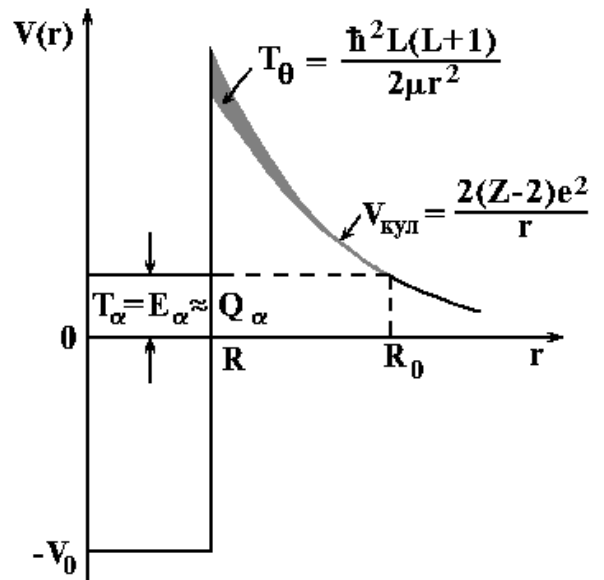
Бета-распад - спонтанное превращение ядра (A, Z) в ядро-изобар $(A, Z+1)$ в результате испускания лептонов (электрон и антинейтрино, позитрон и нейтрино), либо поглощения электрона с испусканием нейтрино (е-захват). За бета-распад ответственно слабое взаимодействие.

В процессе бета-распада выделяется энергия:

$$Q_{\beta^-} = [M_\alpha(A, Z) - M_\alpha(A, Z+1) - m_e]c^2 \quad \beta^- \text{-распад,}$$

$$Q_{\beta^+} = [M_\alpha(A, Z) - M_\alpha(A, Z-1) - m_e]c^2 \quad \beta^+ \text{-распад,}$$

$$Q_{e-\text{з}} = [M_\alpha(A, Z) + m_e - M_\alpha(A, Z-1)]c^2 \quad \text{е-захват,}$$



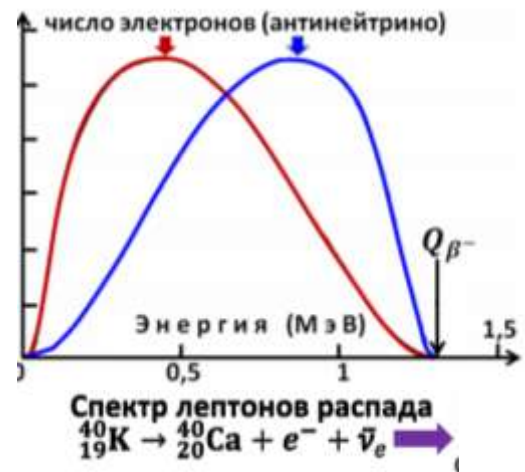
Спектры продуктов при β^- -распад и β^+ -распадов непрерывны, при e^- -захвате дискретны.

$$Q = 19 \text{кэВ} - 13,4 \text{МэВ},$$

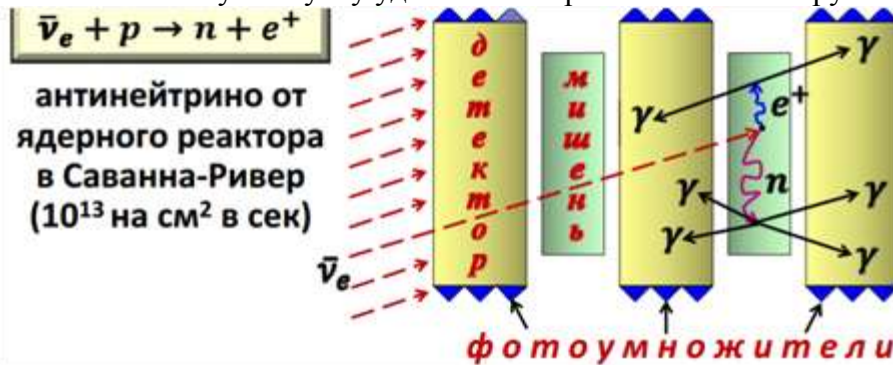
$$t_{1/2} = 10^{-6} \text{с} - 10^{17} \text{лет}$$

Непрерывность β -спектров натолкнула Паули в 1930 г. на идею о существовании неизвестной нейтральной частицы с полуцелым спином и очень малой массой, уносящей часть энергии. Ферми назвал ее нейтрино.

Нейтрино очень слабо взаимодействует с веществом. Его пробег в твёрдой среде составляет 10^{15} км.



В 1956 г. Райнесу и Коуэну удалось экспериментально обнаружить нейтрино



Мишени – 2 бака с раствором $\text{CdCl}_2 + \text{H}_2\text{O}$; детекторы – три бака с жидким водородосодержащим сцинтиллятором, окруженные 110 ФЭУ

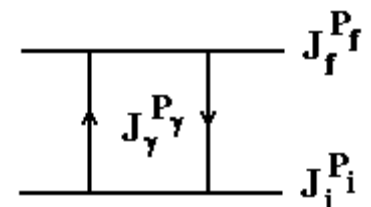
Эффективное сечение взаимодействия антинейтрино с протоном = $10^{-43} \text{см}^2 = 10^{-19}$ барн

Регистрация позитрона:
 $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ по 0,511 кэВ

Регистрация нейтрона:
 $n + {}^{114}_{48}\text{Cd} \rightarrow {}^{115}_{48}\text{Cd} + (3 \div 5)\gamma$

6. Гамма-переходы в ядрах. Электрические и магнитные гамма-переходы.

Возбужденное ядро может испустить γ -квант, переходя в состояние с меньшей энергией (γ -распад). В обратном процессе ядро, поглотившее γ -квант, переходит в состояние с большей энергией. Ядерные состояния имеют определённые значения спина (J) и чётности (P). Поэтому γ -переходы между ними также имеют определённые $J(P)$.



Законы сохранения полного момента количества движения и чётности требуют, чтобы $\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{J}_\gamma$ или $|J_i - J_f| \leq J_\gamma \leq J_i + J_f$,

$$P_f = P_i \cdot P_\gamma, \text{ или } P_\gamma = P_i \cdot P_f.$$

Полный момент количества движения фотона $J_\gamma = 1$ (дипольный), 2 (квадрупольный), 3 (октупольный), ... ∞ . $S_\gamma = (J_\gamma)_{\min} = 1$ – спин фотона.

Полный момент фотона $\vec{J}_\gamma = \vec{S}_\gamma + \vec{L}_\gamma$. Для фиксированного J фотона $L = J \pm 1, J$.
 Внутренняя чётность фотона отрицательна (как кванта векторного поля). Полная чётность фотона $P_\gamma = \pi_\gamma(-1)^L = (-1)^{L+1}$.

Для фотонов с определённым J имеем разные L и, следовательно, разные чётности (опускаем индекс γ у чётности фотона)

$$L = J, \quad P = (-1)^{J+1} \text{ – магнитные (MJ) фотоны;}$$

$$L = J \pm 1, \quad P = (-1)^J \text{ – электрические (EJ) фотоны.}$$

Правила отбора по чётности:

$$P_i P_f = (-1)^J \text{ для EJ-фотонов и } P_i P_f = (-1)^{J+1} \text{ для MJ-фотонов.}$$

Так как $J \geq 1$, переходы $0 \rightarrow 0$ с испусканием или поглощением одного фотона запрещены.

Длинноволновое приближение $\frac{\lambda}{2\pi} \gg R \Leftrightarrow kR \ll 1$. Можно показать, что в этом случае

$$\frac{w(MJ)}{w(EJ)} \approx (kR)^2 \ll 1, \quad \frac{w(MJ+1)}{w(MJ)} = \frac{w(EJ+1)}{w(EJ)} \approx (kR)^2 \ll 1.$$

Переходы с $E_\gamma < 10$ МэВ отвечают условию $\lambda/2\pi \gg R$. Действительно, для фотона с энергией 10 МэВ

$$\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar c}{E_\gamma} \approx 20 \text{ Фм}$$

Даже для ядер с $A \approx 200$, у которых $R \approx 1.2A^{1/3} \text{ Фм} \approx 7 \text{ Фм}$, имеем $\lambda \gg R$.

7. Дейтрон - связанное состояние нейтрона и протона.

Дейтрон - ядро, состоящее из одного протона и одного нейтрона. Изучая свойства этой простейшей ядерной системы можно подобрать потенциал, описывающий свойства нуклон-нуклонного взаимодействия.

Характеристики дейтрона

Масса 1875.6 МэВ/c²

Энергия связи 2.224 МэВ

Спин-четность 1⁺

Магнитный момент 0.85742 μ_N

Электрический квадрупольный момент 0.282 Фм²

Радиус дейтрона $R_d = 4,3 \text{ Фм}$ (как у ядра с $A=45$).

Параметр деформации дейтрона $\beta=0,19$

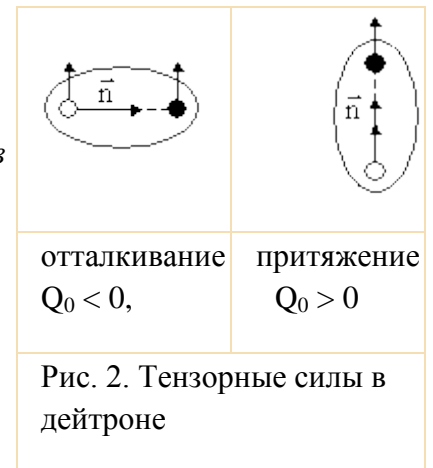
$$S = 1, L = 0, J = 1 \quad S = 1, L = 2, J = 1$$

$$J = |\vec{L} + \vec{S}| = 0 + 1 = 1 \quad J = |\vec{L} + \vec{S}| = 2 - 1 = 1$$

Так как спин и четность дейтрона 1^+ , нуклоны могут находиться в s-состоянии ($L = 0 + 0$), а их спины должны быть параллельны. Отсутствие у дейтрона связанного состояния со спином 0 (тогда $L=J=1$ и четность была бы отрицательной, что не наблюдается), говорит, что **ядерные силы зависят от спина**. Нуклоны с сонаправленными спинами взаимодействуют сильнее.

Магнитный момент дейтрона в S-состоянии $\mu(S) = \mu_p + \mu_n = 0.8796 \mu_N$, близок к экспериментальному значению. Различие можно объяснить небольшой примесью D-состояния ($L = 1 + 1$).

Наличие примеси D-состояния и квадрупольного момента у дейтрона свидетельствуют о **нецентральном характере ядерных сил**. Такие силы называются **тензорными**. Они зависят от величины проекций спинов s_1 и s_2 , нуклонов на направление единичного вектора \vec{n} , направленного от одного нуклона дейтрона к другому. Положительный квадрупольный момент дейтрона (вытянутый эллипсоид) соответствует притяжению нуклонов, сплюснутый эллипсоид – отталкиванию (у дейтрона такая конфигурация отсутствует).

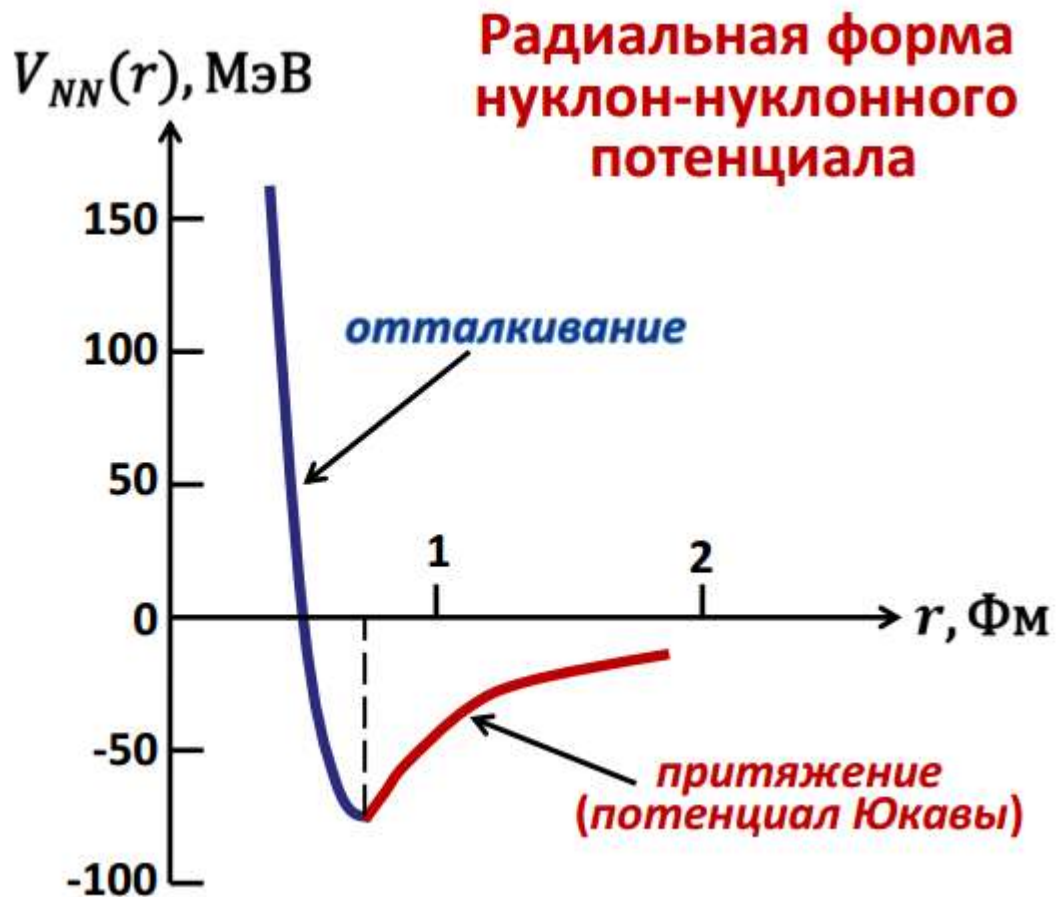


8. Свойства нуклон-нуклонного взаимодействия.

Очевидные свойства нуклон-нуклонных сил:

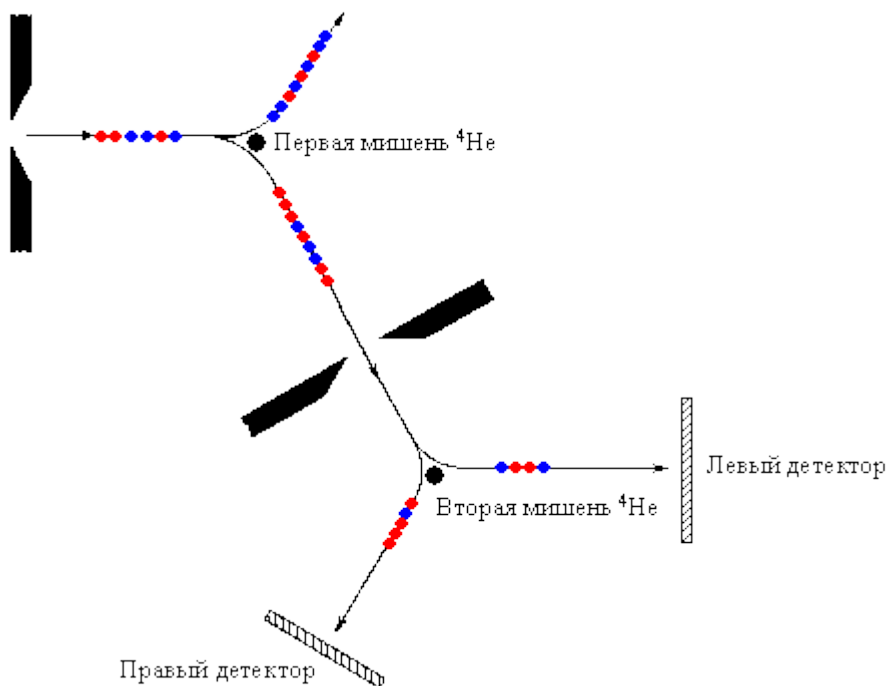
- Это силы притяжения (следует из существования ядер) (как следует из лекции, не всегда)
- Это короткодействующие силы, радиус действия примерно равен радиусу ядра, порядок – 1 Фм.
- Это силы большой величины (глубина ядерного потенциала ≈ 40 МэВ), они превосходят силы другого типа (ЭМ, гравитационные, слабые)
- Они обладают свойством насыщения, т.к. энергия связи ядра пропорциональна A , а не A^2 . Это свойство можно объяснить как обменным характером нуклон-нуклонных сил, так и отталкиванием на малых расстояниях.

Свойство насыщения – каждый нуклон взаимодействует с ограниченным числом нуклонов. Объяснение – есть частица, которая переносит взаимодействие, какой-то мезон (см. далее).



Неочевидные свойства:

1. Зависимость ядерных сил от спинов взаимодействующих частиц.
2. Тензорный характер взаимодействия нуклонов (нецентральные силы).
(Подтверждение – наличие квадрупольного момента у дейтрона)
3. Ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинового и орбитального моментов нуклона (спин-орбитальные силы).
4. Зарядовая независимость ядерных сил.
5. Притяжение на больших расстояниях сменяется отталкиванием на малых.



Спин-орбитальное взаимодействие проявляется в особенностях рассеяния частиц с ненулевым спином на неполяризованных и поляризованных мишенях и в рассеянии поляризованных частиц. Зависимость ядерных взаимодействий от того, как направлены орбитальный \vec{l} и спиновый \vec{s} моменты нуклона друг относительно друга, можно обнаружить в следующем эксперименте. Пучок неполяризованных протонов (спины с одинаковой вероятностью направлены условно говоря "вверх" (синие кружки) и "вниз" (красные кружки)) падает на мишень ${}^4\text{He}$. Спин ${}^4\text{He}$ $J = 0$. Так как ядерные силы зависят от относительной ориентации векторов орбитального момента \vec{l} и спина \vec{s} , при рассеянии происходит поляризация протонов, т.е. налево с большей вероятностью рассеиваются протоны со спином "вверх" (синие кружки), для которых $l \uparrow \uparrow s$, а направо с большей вероятностью рассеиваются протоны со спином "вниз" (красные кружки), для которых $l \uparrow \downarrow s$. Количество протонов, рассеянных направо и налево, одинаково, однако при рассеянии на первой мишени происходит поляризация пучка - преобладание в пучке частиц с определенным направлением спина. Далее правый пучок, в котором преобладают протоны со спином "вниз" падает на вторую мишень (${}^4\text{He}$). Также как и при первом рассеянии, протоны со спином "вверх" преимущественно рассеиваются налево, а со спином "вниз" преимущественно рассеиваются направо. Но т.к. во вторичном пучке преобладают протоны со спином "вниз", при рассеянии на второй мишени будет наблюдаться угловая асимметрия рассеянных протонов относительно направления пучка, падающего на вторую мишень. Количество протонов, которые регистрируются левым детектором, будет меньше количества протонов, регистрируемых правым детектором.

Обменный характер нуклон-нуклонного взаимодействия проявляется при рассеянии нейтронов высоких энергий (несколько сот МэВ) на протонах. Дифференциальное сечение рассеяния нейтронов имеет максимум при рассеянии назад в с.ц.м., что объясняется обменом заряда между протоном и нейтроном.

Я действительно не знаю, надо ли нам учить описание этого опыта, или нет. Это не из лекций, а с писрphys «Шпаргалка для отличника», что как бы намекает.

Нуклон-нуклонный потенциал имеет вид

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

9. Мезонная теория ядерных сил.

Квант ядерного поля. Теория Юкавы

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



$$m_\pi c^2 \cdot \frac{a_{NN}}{c} \approx \hbar$$



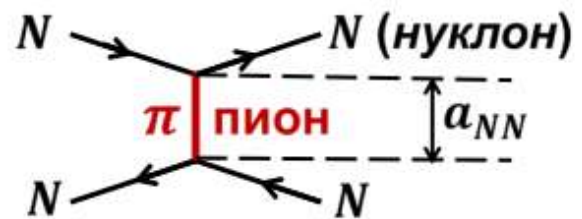
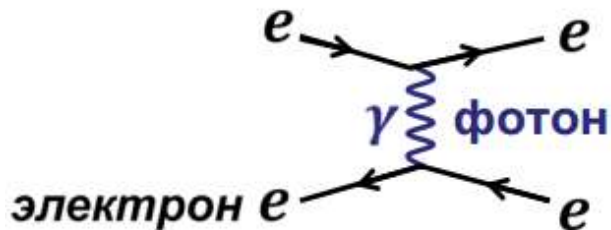
$$a_{NN} \approx \frac{\hbar c}{m_\pi c^2} \approx 1,5 \text{ Фм}$$

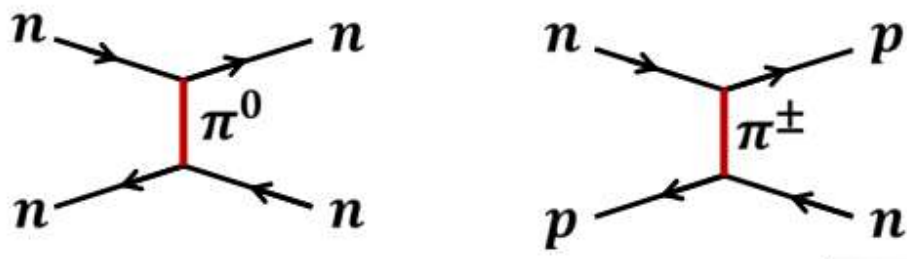
Откуда $m_\pi c^2 \approx 130 \text{ МэВ}$

1935 г.
Гипотеза Юкавы
о кванте
ядерного поля
Nobel Prize 1949 г.



Основная идея:
нуклон-нуклонное (NN)
взаимодействие
осуществляется, как и
электромагнитное, обменом
соответствующей частицей
– квантом поля





Пи-мезон (пион) открыт в 1947 г. группой Пауэлла в космических лучах (Nobel Prize, 1950 г.)



Пауэлл (1903-1969)

Существует три типа пионов $-\pi^0, \pi^+$ и π^- .
 Нейтральный пион: $m_{\pi^0}c^2 \approx 135$ МэВ,
 Заряженные пионы: $m_{\pi^\pm}c^2 \approx 140$ МэВ.
 Их спин-чётность 0^- .

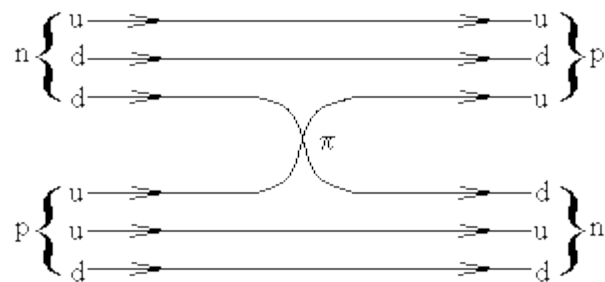
ядерный заряд нуклона

Потенциал Юкавы: $V_{\text{Юкава}}(r) = -g_N \frac{e^{-r/a_{NN}}}{r}$

Приложение 7 учебника

За взаимодействие между нуклонами на малых расстояниях ответственны также и более тяжелые мезоны η (549 МэВ) ($a \sim 0.36$ Фм), ρ (770 МэВ) и ω (782 МэВ) ($a \sim 0.25$ Фм); ρ и ω - мезоны определяют отталкивающий характер нуклон-нуклонного потенциала на малых расстояниях ($r < 0.3$ Фм).

На кварковом уровне описание p-n взаимодействия с обменом π -мезоном показано на рисунке ниже.



p-n взаимодействие с обменом π -мезоном

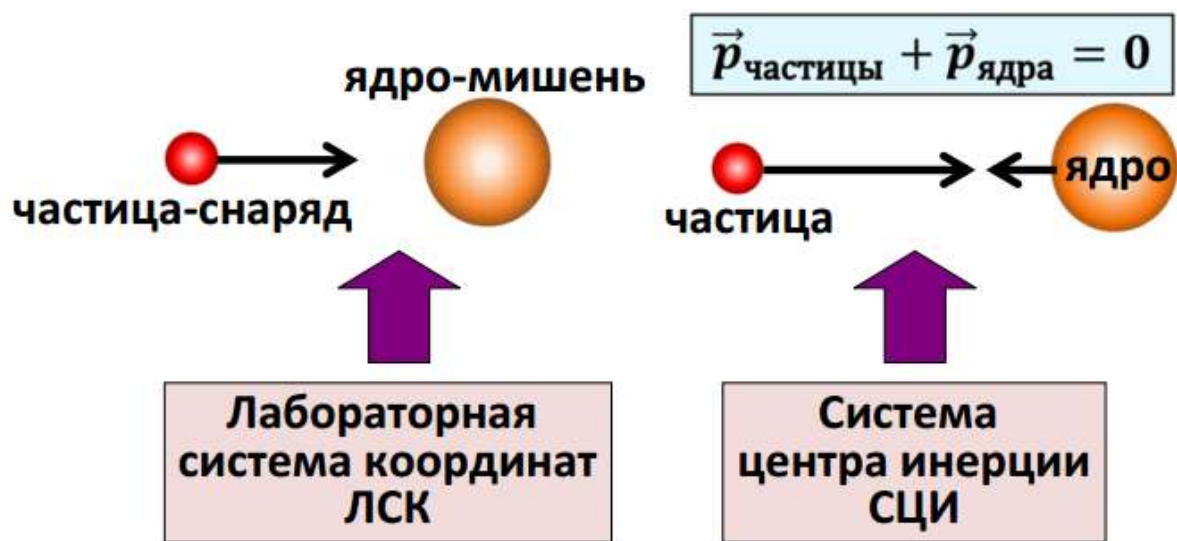
Частица	Кварковый состав	Масса, Mc^2 (МэВ)	Время жизни (сек)	Спин-чётность, изоспин $J^P(I)$	Основные моды распада
π^+, π^-	$u\bar{d}, d\bar{u}$	139.57	$2.6 \cdot 10^{-8}$	$0^-(1)$	$\nu\mu^+, \bar{\nu}\mu^-$

			8		
π^0	$u\bar{u}-d\bar{d}$	134.98	$8.4 \cdot 10^{-17}$	$0^-(1)$	2γ

10. Ядерные реакции. Законы сохранения, кинематика.

Ядерная реакция – любой процесс столкновения элементарной частицы с ядром или ядра с ядром. Основной источник сведений об атомных ядрах наряду с радиоактивным распадом.

Системы координат:

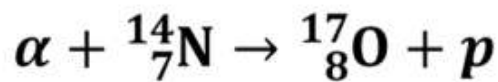


Обычно легкая частица – заряд, тяжелая – мишень.

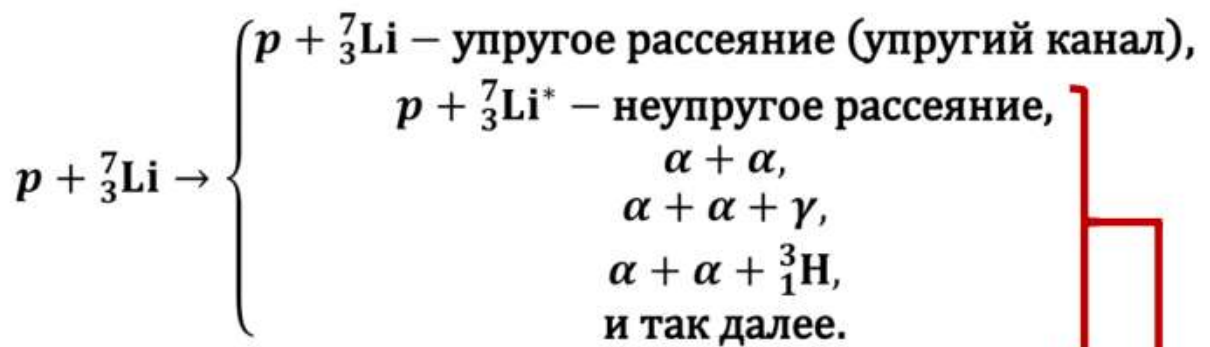
Обозначения ядерных реакций:



Первая ядерная реакция
осуществлена Э. Резерфордом
в 1919 г.:



Каналы ядерной реакции



неупругие
каналы

Законы сохранения в ядерных реакциях:

1. Энергии E ,
2. Импульса \vec{P} ,
3. Момент количества движения \vec{J} ,
4. Электрического заряда Q ,
5. Чётности P (за исключением слабого взаимодействия),
6. Изоспина I (только в сильном (ядерном) взаимодействии),
7. Числа нуклонов (до порога рождения пары нуклон-антинуклон),
8. Барионного заряда B (сохранение числа нуклонов – следствие этого).
9. Лептонного заряда L .

Красным цветом отмечены универсальные законы сохранения

При электромагнитном взаимодействии не сохраняется закон сохранения изоспина, при слабом не сохраняются странность, очарование, bottomness, topness, изоспин и проекция изоспина.

Законы сохранения момента количества движения и изоспина

Рассмотрим реакцию $a + A \rightarrow B + b$

Сохранение момента количества движения требует:

$$\vec{J}_a + \vec{J}_A + \vec{L}_{aA} = \vec{J}_b + \vec{J}_B + \vec{L}_{bB},$$

где J – спины участвующих частиц (ядер),
а L – их относительные орбитальные моменты.

Сохранение изоспина (сильное или ядерное взаимодействие) требует:

$$\vec{I}_a + \vec{I}_A = \vec{I}_b + \vec{I}_B, \quad (I_3)_a + (I_3)_A = (I_3)_b + (I_3)_B,$$

где I – изоспины участвующих частиц (ядер),
а I_3 – их третьи проекции.

Относительных изоспинов нет!

Закон сохранения чётности

Вновь рассмотрим реакцию $a + A \rightarrow B + b$

Сохранение чётности
(кроме слабого взаимодействия) требует:

$$\pi_a \pi_A (-1)^{L_{aA}} = \pi_b \pi_B (-1)^{L_{bB}},$$

где $\pi_{a,b,A,B}$ – внутренние чётности объектов,

а $(-1)^{L_{aA}}$ и $(-1)^{L_{bB}}$ – их относительные

орбитальные чётности,

L_{aA} и L_{bB} – относительные орбитальные моменты
начальных и конечных частиц (ядер)

Кинематика ядерных реакций

Рассмотрим реакцию $A + B \rightarrow C + D + \dots$

Закон сохранения энергии через массы m и кинетические энергии T «участников» процесса:

$$(T_A + T_B) + (m_A + m_B)c^2 = (T_C + T_D + \dots) + (m_C + m_D + \dots)c^2.$$

Энергия реакции:

$$Q = (m_A + m_B)c^2 - (m_C + m_D + \dots)c^2$$

и закон сохранения приобретает вид:

$$(T_A + T_B) = (T_C + T_D + \dots) - Q.$$

При $Q > 0$ (**выделение энергии**)

$$(T_C + T_D + \dots) = (T_A + T_B) + Q,$$

т.е. суммарная кинетическая энергия продуктов **экзотермической** реакции возрастает.

Порог реакции

При $Q < 0$ – реакция идёт **с поглощением энергии**, т.е. возможна лишь при $T_A + T_B \geq -Q = |Q|$.

Таким образом, **эндотермическая** реакция имеет энергетический порог $E_{\text{пор}}$:

$$E_{\text{пор}} = (T_A + T_B)_{\text{min}} = \begin{cases} -Q = |Q|, & \text{СЦИ} \\ |Q| \left(1 + \frac{m_A}{m_B} + \frac{|Q|}{2m_B c^2} \right) & \text{ЛСК} \end{cases}$$

Вывод в учебнике:
Лекция 7, п.3

доля пороговой энергии, идущая на движение центра инерции

Минимальным ($-Q = |Q|$) порог будет тогда, когда $(T_C + T_D + \dots) = 0$ или $T_C = T_D = \dots = 0$, т.е. когда центр инерции системы покоится (его энергия и импульс нулевые). Именно это отвечает **СЦИ**. В **ЛСК** порог возрастает за счет того, что центр инерции системы движется. Величина порога при этом возрастает по сравнению с **СЦИ** на энергию движения центра инерции.

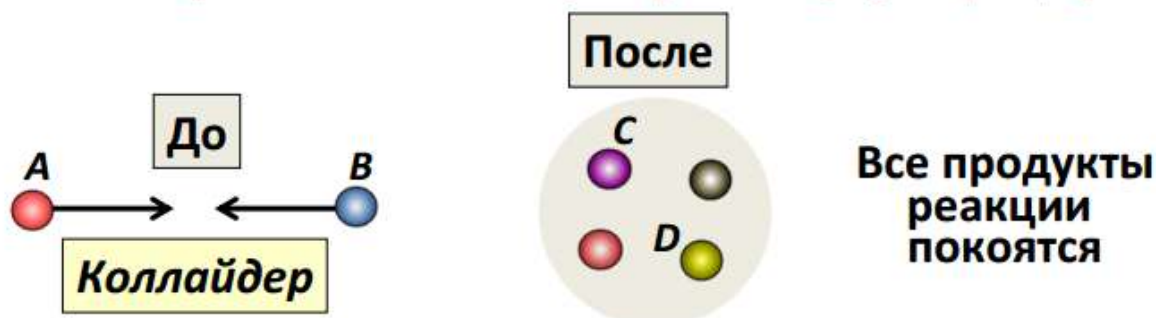
**Ещё одна универсальная формула
для пороговой энергии в ЛСК
(учебник, Лекция 7, п.3):**

$$(E_A)_{\text{пор}} = \frac{(m_C + m_D + \dots)^2 c^4 - (m_A + m_B)^2 c^4}{2m_B c^2}$$

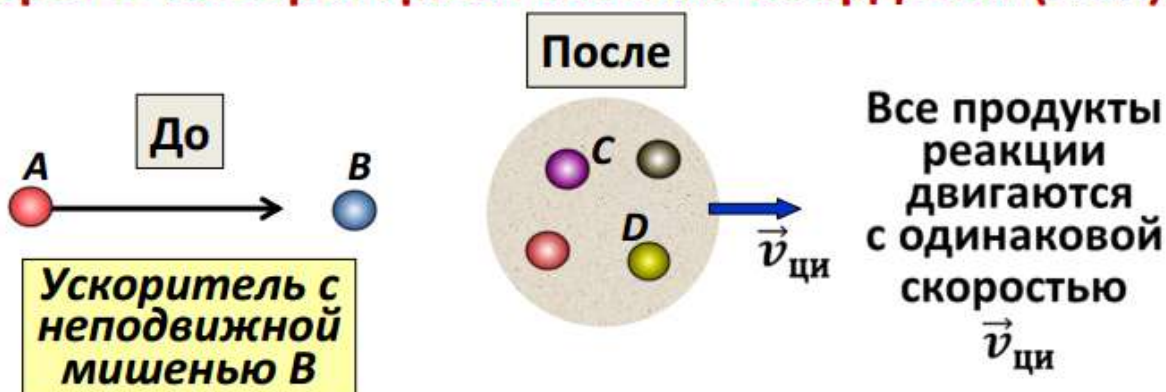
**Упрощённая формула для пороговой энергии
ядерной реакции в ЛСК:**

$$(E_A)_{\text{пор}} = |Q| \left(1 + \frac{m_A}{m_B} + \frac{|Q|}{2m_B c^2} \right) \approx |Q| \left(1 + \frac{m_A}{m_B} \right)$$

Порог в системе центра инерции (СЦИ):



Порог в лабораторной системе координат (ЛСК):



Коллайдеры – ускорители на встречных пучках

Коллайдеры отвечают протеканию реакции в системе центра инерции (**СЦИ**). При высоких энергиях они обеспечивают колоссальное преимущество над обычными ускорителями с неподвижной мишенью, так как практически вся энергия ускоренных частиц в них может быть направлена на рождение новых частиц.

Пример: Эксперимент 1983 г. в CERN позволивший открыть кванты слабого поля – бозоны W^\pm и Z . Использовался коллайдер протон-антипротон с энергиями частиц 270 ГэВ.

Z -бозон искали и нашли в реакции $p + \bar{p} \rightarrow Z$.

Как оказалось масса Z -бозона $m_Z c^2 = 91,2$ ГэВ. Поэтому для его рождения достаточно иметь в **СЦИ (протон-антипротонный коллайдер)** частицы с энергиями по 45,6 ГэВ. Действительно,

$$(T_p + T_{\bar{p}})_{min} = |Q| = m_Z c^2 = 91,2 \text{ ГэВ}$$

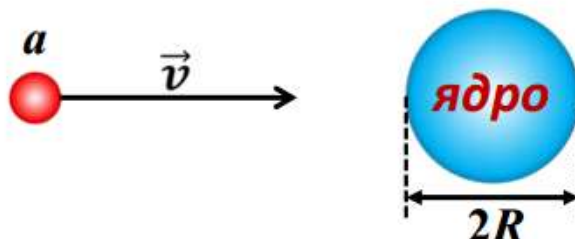
и $(T_p)_{min} = (T_{\bar{p}})_{min} = 91,2 \text{ ГэВ} / 2 \text{ ГэВ} = 45,6 \text{ ГэВ}$.

В то же время для рождения Z -бозона в **ЛСК**, т.е. на **ускорителе с неподвижной мишенью** (мишень – жидкий водород, бомбардирующие частицы – антипротоны) нужны антипротоны с энергией не менее

$$(T_{\bar{p}})_{min} = |Q| \left(1 + \frac{m_{\bar{p}}}{m_p} + \frac{|Q|}{2m_p c^2} \right) =$$
$$= 91,2 \cdot \left(1 + 1 + \frac{91,2}{2 \cdot 0,94} \right) \text{ ГэВ} = 4607 \text{ ГэВ} = 4,607 \text{ ТэВ}.$$

Механизмы ядерных реакций

Будем классифицировать ядерные реакции по времени протекания. В качестве временного масштаба удобно использовать *ядерное время* $\tau_{\text{я}}$ – время пролёта частицы через ядро



$$\tau_{\text{я}} = \frac{2R}{v} \approx 10^{-22} \text{сек} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Нуклон:} \\ 25 \text{ МэВ, } A = 25, \\ 100 \text{ МэВ, } A = 200. \end{array} \right.$$

1. Если время реакции $t_{\text{р}} \approx \tau_{\text{я}}$, то это **прямая реакция** (время реакции минимально).
2. Если $t_{\text{р}} \gg \tau_{\text{я}}$, то реакция идёт через **составное ядро**.

Прямая реакция: Частица **a** передает энергию одному-двум нуклонам ядра и они сразу покидают его, не обмениваясь энергией с другими нуклонами.

Составное ядро: Частица **a** запутывается в ядре, делясь энергией со многими нуклонами ядра. В ядре устанавливается статистическое равновесие и оно живёт долго до распада.

Составное ядро

(механизм предложен Нильсом Бором в 1936 г.)

Если реализуется вариант реакции через составное ядро, то энергия частицы-снаряда a делится среди многих нуклонов ядра. Каждый из них имеет энергию недостаточную для вылета из ядра. Проходит много времени прежде чем в результате случайных соударений нуклонов на одном из них (или группе связанных нуклонов) сконцентрируется энергия достаточная для вылета из ядра и частица b вылетает из ядра:



При протекании реакции через составное ядро она идёт в два этапа:



1 – образование составного ядра C в возбужденном состоянии, **2** – его распад.

Энергия возбуждения составного ядра в пренебрежении его отдачей

$$E_C^* \approx T_a + B_a,$$

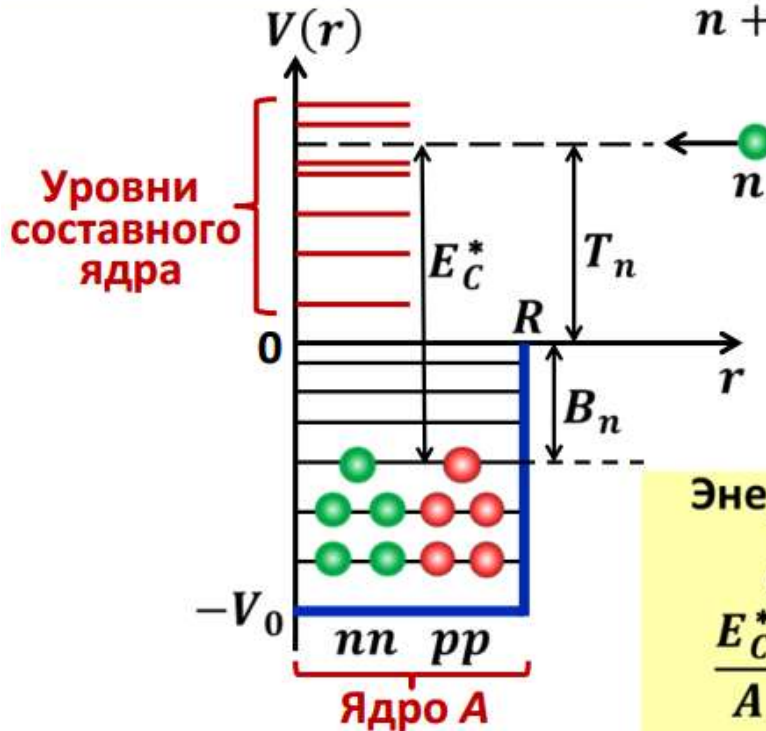
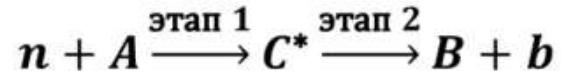
где T_a – кинетическая энергия частицы, а B_a – энергия отделения этой частицы из составного ядра.

В среднем на один нуклон составного ядра приходится энергия

$$\frac{E_C^*}{A} \approx \frac{T_a + B_a}{A} < B_{n,p}$$

Энергия возбуждения составного ядра

Рассмотрим реакцию, вызываемую нейтроном :

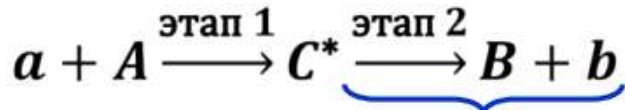


Энергия возбуждения составного ядра C :
 $E_C^* \approx T_n + B_n$
 энергией отдачи ядра пренебрегаем

Энергия, приходящаяся на один нуклон составного ядра:

$$\frac{E_C^*}{A} \approx \frac{T_n + B_n}{A} < B_{n,p}$$

Распад составного ядра



распад составного ядра

Составное ядро живёт долго ($t_p \gg \tau_{\text{я}}$) и после большого числа случайных межнуклонных взаимодействий «забывает» историю своего образования. Поэтому эффективное сечение реакции, идущей через составное ядро, можно представить в виде:

$$\sigma_{ab} \equiv \sigma_{a+A \rightarrow B+b} = \underset{1}{\sigma_{aC}} \cdot \underset{2}{W_b}$$

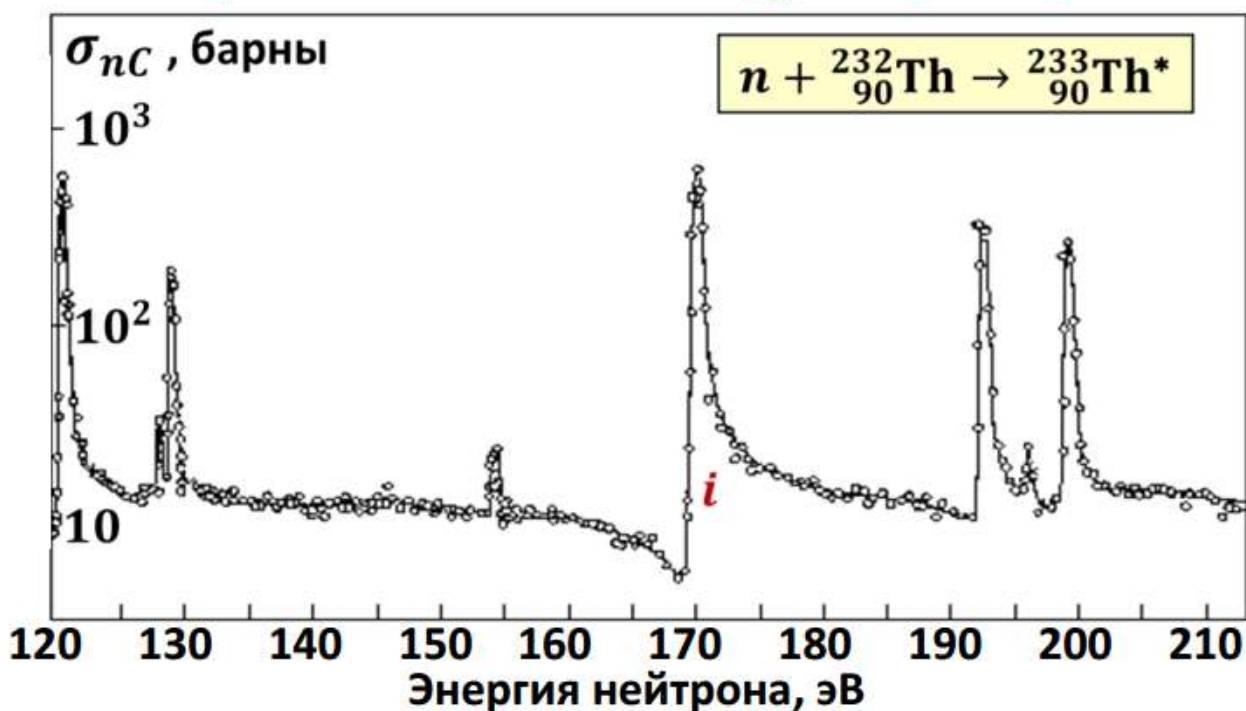
стадии реакции

где σ_{aC} – сечение образования составного ядра,
 W_b – вероятность распада составного ядра.

$$\sum_b W_b = 1$$

$$\sigma_{aC} = \sum_b \sigma_{ab}$$

Уровни составного ядра, пример



Время жизни резонанса τ и его ширина на половине высоты Γ связаны соотношением $\tau \cdot \Gamma = \hbar$

Так вот про что была эта задача на тестировании!

Ширины Γ резонансов (уровней ${}^{233}_{90}\text{Th}$) в сечении реакции $n + {}^{232}_{90}\text{Th} \rightarrow {}^{233}_{90}\text{Th}^*$ меньше 1 эВ. Это означает, что время жизни этих уровней

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \geq 10^{-15} \text{ сек},$$

что на четыре порядка превышает время пролёта нейтрона с энергией 100-200 эВ через ядро тория-232 ($\approx 10^{-19}$ сек). Таким образом, наблюдаемые резонансы – уровни составного ядра.

Форма резонанса – **Брейт-Вигнеровская** (Приложение 8)

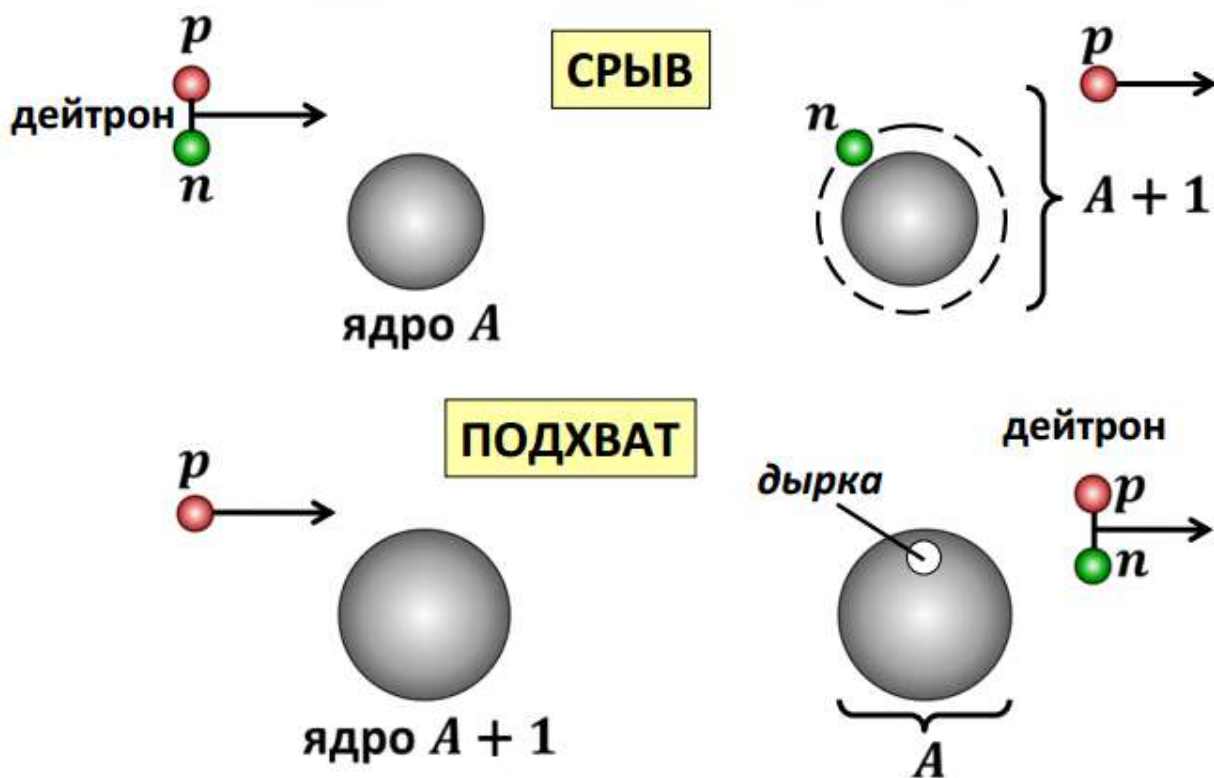
$$\sigma_i(E^*) = \frac{\sigma_0(i)}{(E^* - E_i)^2 + \frac{(\Gamma_i)^2}{4}}$$

Из тория-233 потом получается проактиний-233, но не думаю, что это нужно знать.

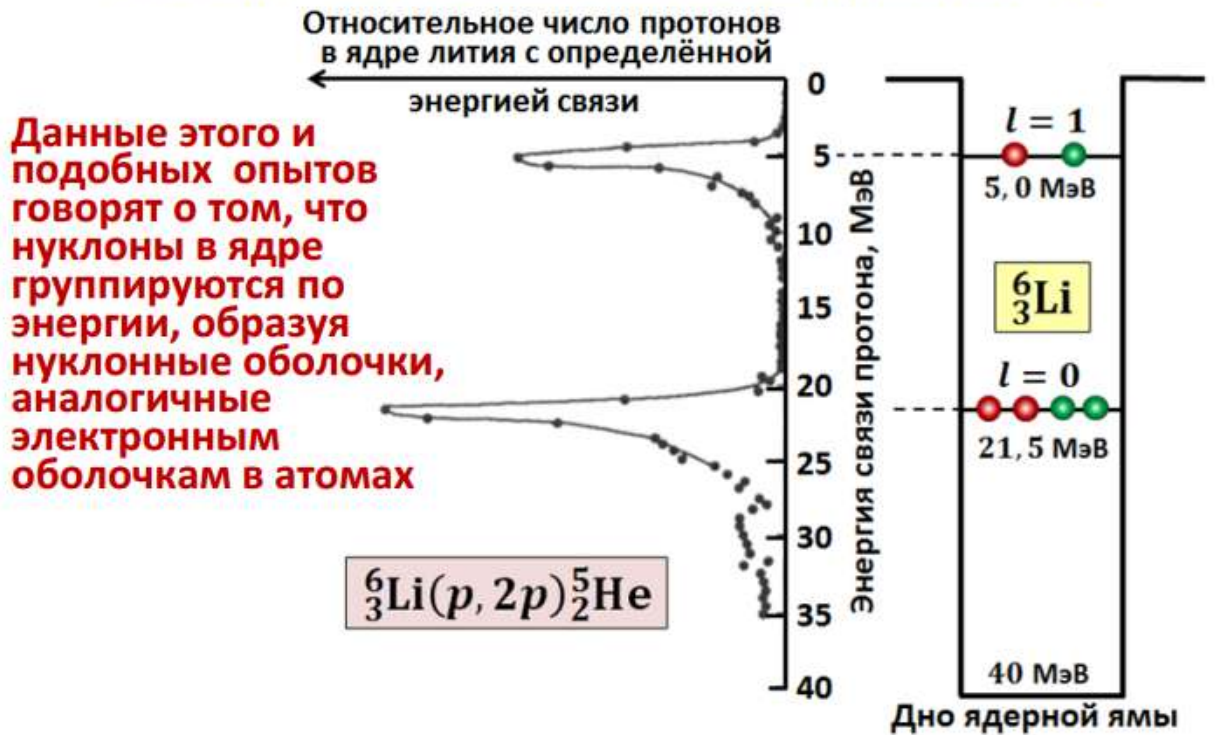
Прямые ядерные реакции

Прямые реакции протекают без образования составного ядра за времена \approx характерного ядерного времени (времени пролета частицы-снаряда через ядро). В прямых реакциях налетающая частица передает свою энергию одному-двум нуклонам ядра-мишени, которые сразу вылетают из ядра, не успев обменяться этой энергией с остальными нуклонами ядра.

Пример: реакции однонуклонной передачи (срыва и подхвата нуклона)



Реакция $(p, 2p)$ по выбиванию протона из ядра ${}^6_3\text{Li}$ показывает наличие у этого ядра 2-х групп протонов с энергиями связи 5,0 и 21,5 МэВ. Менее связанные протоны имеют орбитальный момент $l = 1$. Для более связанных протонов $l = 0$.



12. Деление ядер.

Деление ядер

Деление атомных ядер было открыто при бомбардировке нейтронами ядер урана. Рассчитывали получить трансурановые элементы, однако Ган и Штрассман после тщательного химического анализа образующихся элементов обнаружили среди них атомы среднего веса. Мейтнер и Фриш предположили, что ядра урана после захвата нейтрона делятся на два примерно равных по массе осколка.

Наибольшую устойчивость имеют ядра с $A = 40-120$, т.е. находящиеся в середине периодической таблицы. Энергетически выгодными являются процессы соединения (синтеза) легких ядер и деления тяжелых ядер. В обоих случаях конечные ядра располагаются в той области значений A , где удельная энергия связи больше, чем удельная энергия связи начальных ядер.

Оценка энергии, освобождающейся при делении, может быть получена непосредственно из формулы Вайцзеккера. При делении ядра на два осколка изменяются поверхностная энергия $E_{\text{п}} = a_2 A^{2/3}$ и кулоновская энергия $E_{\text{к}} = a_3 Z^2/A^{1/3}$, причем поверхностная энергия увеличивается, а кулоновская энергия уменьшается. Деление возможно в том случае, когда энергия, высвобождающаяся при делении $E > 0$.

$$E \approx a_3 \frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} 0.37 - a_2 A_1^{2/3} 0.26 > 0.$$

Здесь $A_1 = 2A_2$, $Z_1 = 2Z_2$, индекс 1 – делящееся ядро, 2 – осколки деления. Отсюда получим, что деление энергетически выгодно, когда $Z^2/A > 17$. Величина Z^2/A называется параметром

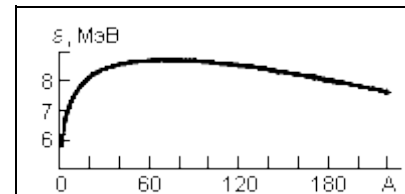


Рис.1. Зависимость удельной энергии связи ϵ от массового числа A

делимости. Энергия E , освобождающаяся при делении, растет с увеличением Z^2/A .

В процессе деления ядро изменяет форму - последовательно проходит через следующие стадии (рис.2): шар, эллипсоид, гантель, два грушевидных осколка, два сферических осколка. Как меняется потенциальная энергия ядра на различных стадиях деления? После того как деление произошло, и осколки находятся друг от друга на расстоянии, много большем их радиуса, потенциальную энергию осколков, определяемую кулоновским взаимодействием между ними, можно считать равной нулю.

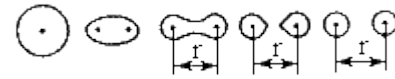


Рис.2. Изменение формы ядра в процессе деления

Вследствие эволюции формы ядра изменение его потенциальной энергии определяется изменением суммы поверхностной и кулоновской энергий $E'_п + E'_к$. Предполагается, что объем ядра в процессе деформации остается неизменным. Поверхностная энергия $E'_п$ при этом возрастает так как увеличивается площадь поверхности ядра. Кулоновская энергия $E'_к$ уменьшается, так как увеличивается среднее расстояние между нуклонами. В случае малых эллипсоидальных деформаций рост поверхностной энергии происходит быстрее, чем уменьшение кулоновской энергии.

В области тяжелых ядер сумма поверхностной и кулоновской энергий увеличивается с увеличением деформации. При малых эллипсоидальных деформациях рост поверхностной энергии препятствует дальнейшему изменению формы ядра, а, следовательно, и делению. Наличие потенциального барьера препятствует мгновенному самопроизвольному делению ядер. Для того чтобы ядро мгновенно разделилось, ему необходимо сообщить энергию Q , превышающую высоту барьера деления H .

Высота барьера H тем больше, чем меньше отношение кулоновской и поверхностной энергий $E'_к/E'_п$ в начальном ядре. Это отношение, в свою очередь, увеличивается с увеличением параметра делимости Z^2/A . Чем тяжелее ядро, тем меньше высота барьера H , так как параметр делимости увеличивается с ростом массового числа:

$$E'_к/E'_п = (a_3 Z^2)/(a_2 A) \sim A.$$

Более тяжелым ядрам, как правило, нужно сообщить меньшую энергию, чтобы вызвать деление. Из формулы Вайцзеккера следует, что высота барьера деления обращается в нуль при $Z^2/A > 49$. Т.е. согласно капельной модели в природе должны отсутствовать ядра с $Z^2/A > 49$, так как они практически мгновенно (за характерное ядерное время порядка 10^{-22} с) самопроизвольно делятся. Существование атомных ядер с $Z^2/A > 49$ ("остров стабильности") объясняется оболочечной структурой атомных ядер (согласно капельной модели ядро существовать не может, т.к. его $W < 0$). Зависимость формы, высоты потенциального барьера H и энергии деления E от величины параметра делимости Z^2/A показана на рис. 3.

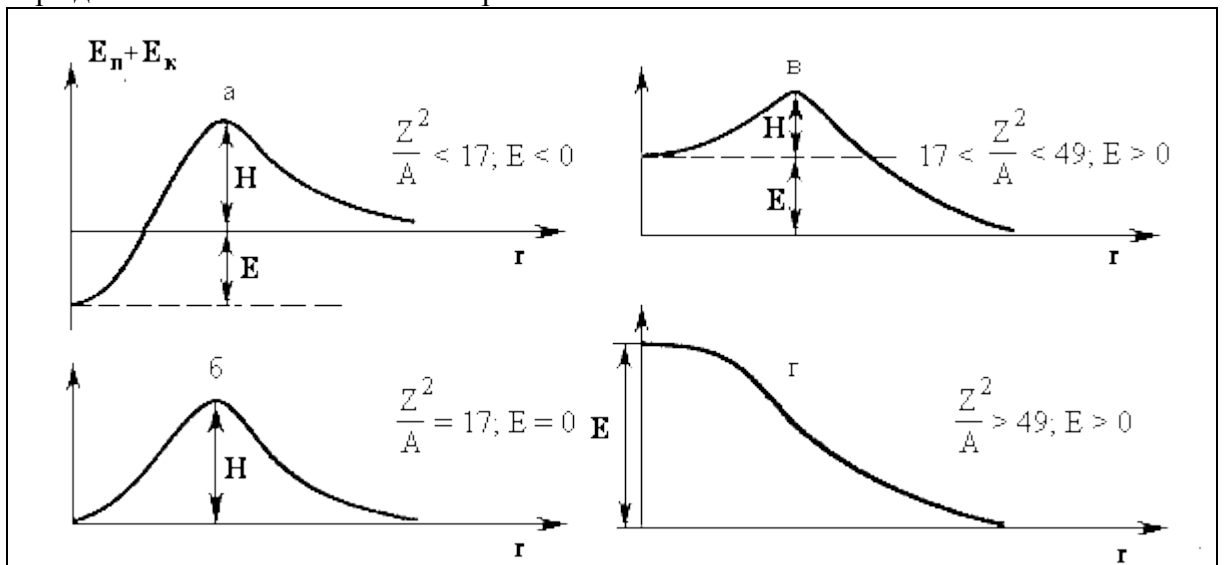


Рис.3. Зависимость формы, высоты потенциального барьера H и энергии деления E от

величины параметра делимости Z^2/A

Самопроизвольное деление ядер с $Z^2/A < 49$, для которых высота барьера H не равна нулю, с точки зрения классической физики невозможно. С точки зрения квантовой механики такое деление возможно в результате прохождения осколков через потенциальный барьер и носит название **спонтанного деления**. Вероятность спонтанного деления растет с увеличением параметра делимости Z^2/A , т.е. с уменьшением высоты барьера деления. Вынужденное деление ядер с $Z^2/A < 49$ может быть вызвано любыми частицами: фотонами, нейтронами, протонами, дейтронами, α -частицами и т.д., если энергия, которую они вносят в ядро, достаточна для преодоления барьера деления.

Массы осколков, образующихся при делении тепловыми нейтронами не равны. Ядро стремится разделиться таким образом, чтобы основная часть нуклонов осколка образовала устойчивый магический остов. На рис. 4 приведено распределение по массам при делении ^{235}U . Наиболее вероятная комбинация массовых чисел - 95 и 139. Отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре ^{235}U равно 1.55, в то время как у стабильных элементов, имеющих массу, близкую к массе осколков деления, это отношение 1.25-1.45. Следовательно, осколки деления сильно перегружены нейтронами и неустойчивы к β^- -распаду - радиоактивны.

В результате деления высвобождается энергия ~ 200 МэВ. Около 80% ее приходится на энергию осколков. За один акт деления образуется более двух **мгновенных нейтронов деления** со средней энергией ~ 2 МэВ.

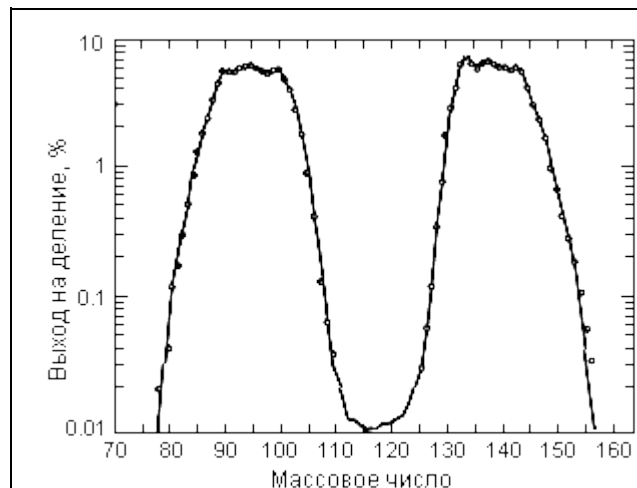


Рис.4. Массовое распределение осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами

13. Модель ядерных оболочек.

Есть нормальные билеты. Есть плохие билеты. И есть билет про модель оболочек...

Модель ядерных оболочек

Модели ядра можно разбить на два больших класса – **микроскопические** (рассматривающие поведение отдельных нуклонов в ядре) и **коллективные** (рассматривающие согласованное движение больших групп нуклонов в ядре). Среди микроскопических моделей выделяется **модель оболочек**. Она во многом аналогична модели атомных оболочек, но имеет от неё ряд принципиальных отличий.



Модель ядерных оболочек была сформулирована в **1949 г.** В **1953 г.** за создание этой модели **Мария Гепперт-Майер** и **Ханс Йенсен** были удостоены **Нобелевской премии**.



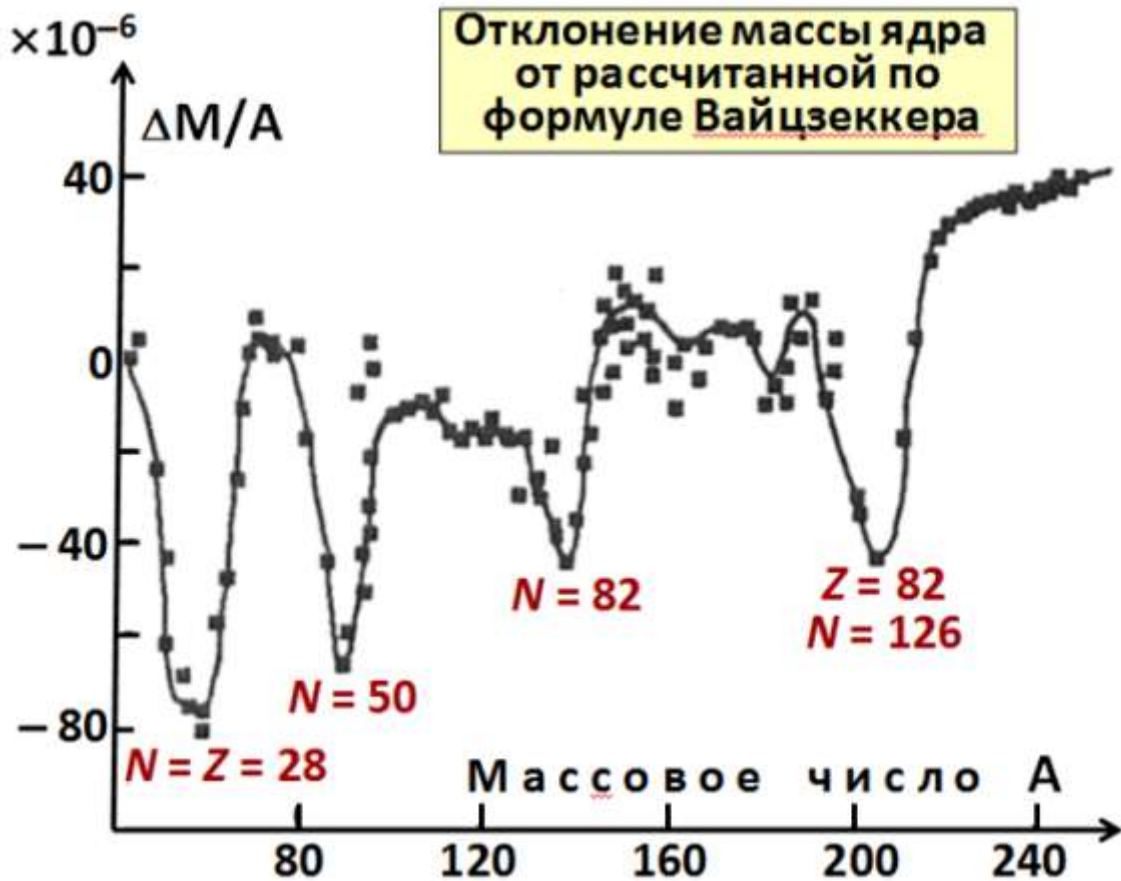
Основной факт, подтверждающий оболочечное строение ядра, это «**магические числа**» нуклонов. Ядра, у которых число нейтронов или протонов равно этим числам, обладают повышенной устойчивостью и распространённостью.

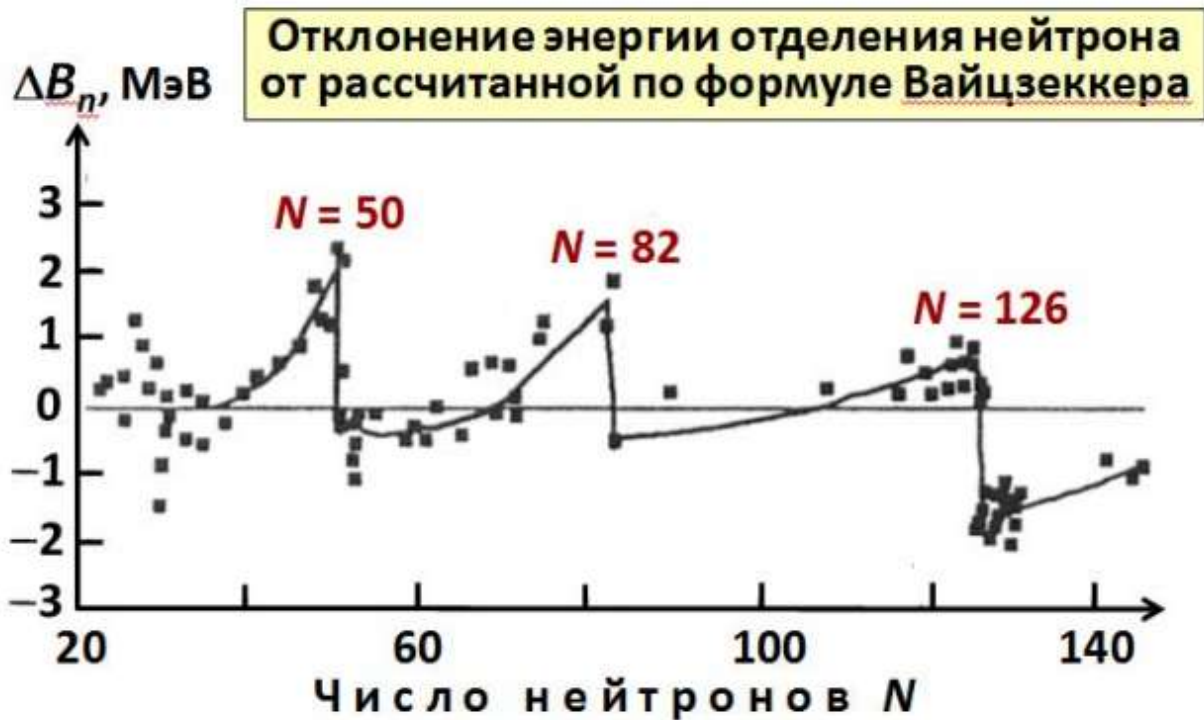
Магические числа нуклонов:

2, 8, 28, 50, 82, 126

Магическим числам нуклонов отвечают ядра с заполненными нуклонными оболочками, имеющие особую устойчивость, подобно атомам благородных газов с заполненными атомными оболочками.

**Экспериментальные данные,
подтверждающие наличие магических ядер:**





Энергия возбуждения, МэВ



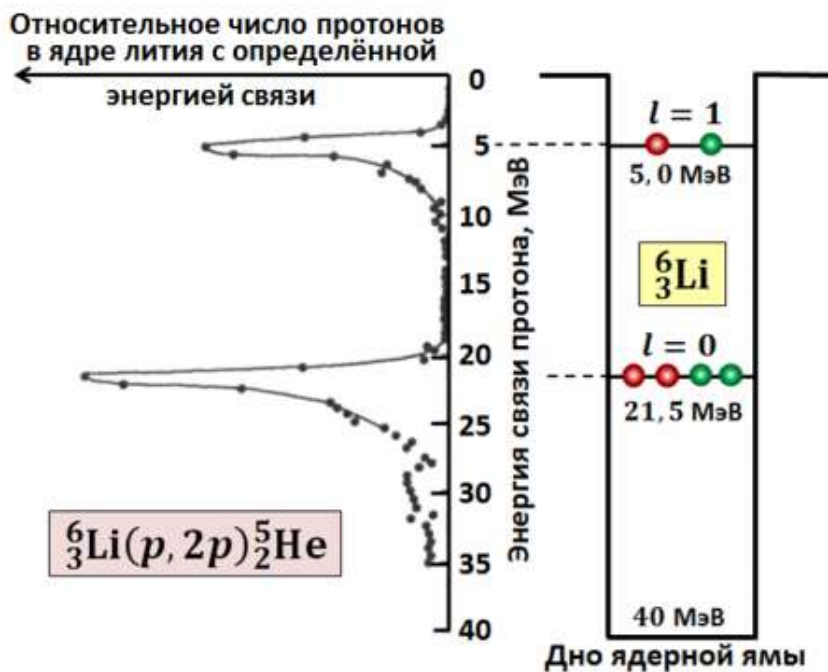
Данные, показывающие, что магические ядра сферические

Наблюдаемые электрические квадрупольные моменты атомных ядер

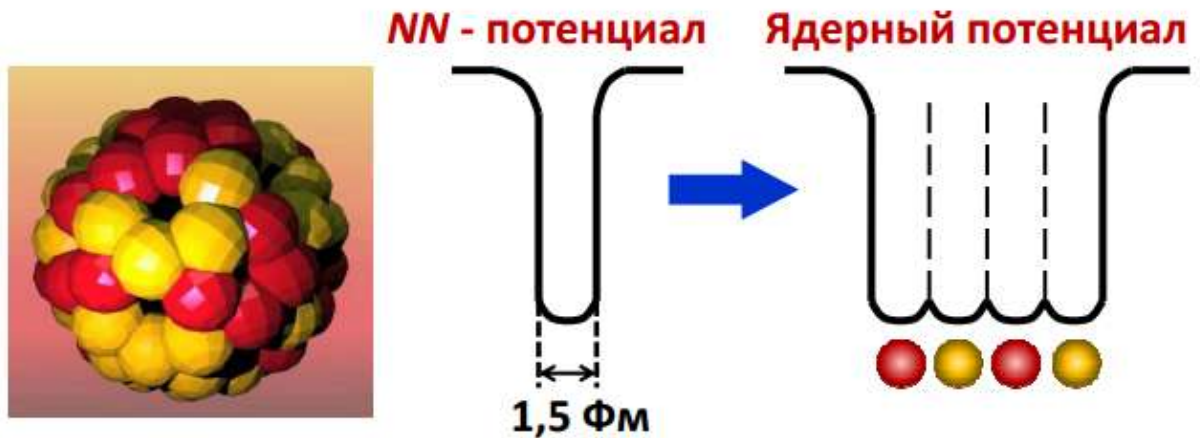


Квадрупольный момент сферического ядра равен нулю. Доказывали в д/з. Ха-ха-ха.

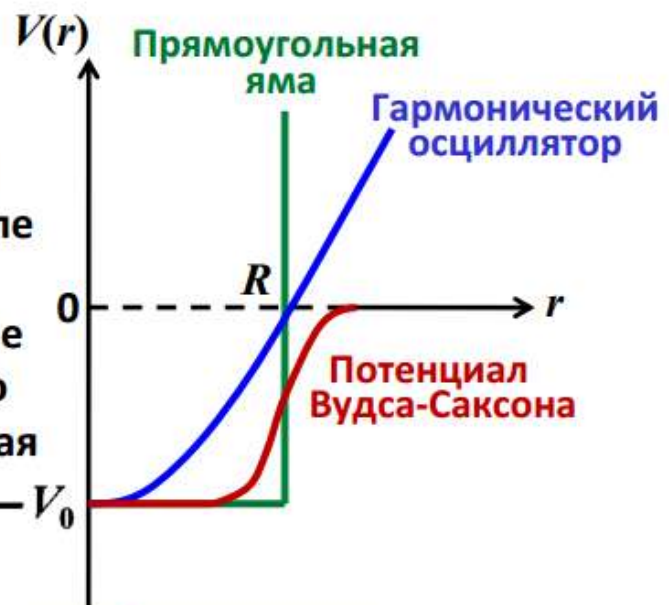
Эксперимент, доказывающий существование в ядре ${}^6_3\text{Li}$ двух нуклонных состояний (оболочек) с $l = 0$ и $l = 1$



Возможность введения модели оболочек для ядра означает, что многочастичная ядерная задача допускает такую переформулировку, при которой усреднение отдельных короткодействующих межнуклонных потенциалов внутри ядра приводит к возникновению почти одинакового для всех нуклонов потенциала притяжения (яме), причём нуклоны в этой яме можно приближённо рассматривать как независимые частицы.



Нуклоны считаются независимыми в общем (одинаковом) **сферическом** потенциале и достаточно решить стационарное уравнение Шредингера для одного нуклона. Многочастичная задача превращается в одночастичную.



Гармонический осциллятор:

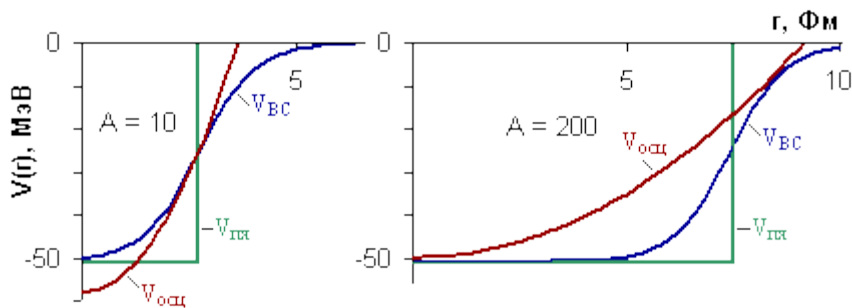
$$V(r) = -V_0 + \frac{1}{2} M \omega^2 r^2$$

Потенциал Вудса-Саксона:

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

$V_0 \approx 50 \text{ МэВ,}$
 $a \approx 0,55 \text{ Фм}$

a – параметр, характеризующий диффузность (размытие) потенциала.



Осцилляторный потенциал, прямоугольная потенциальная яма и потенциал Вудса-Саксона. Видно, что в легких ядрах реалистичский потенциал лучше воспроизводится осцилляторным, а в тяжелых - прямоугольной потенциальной ямой

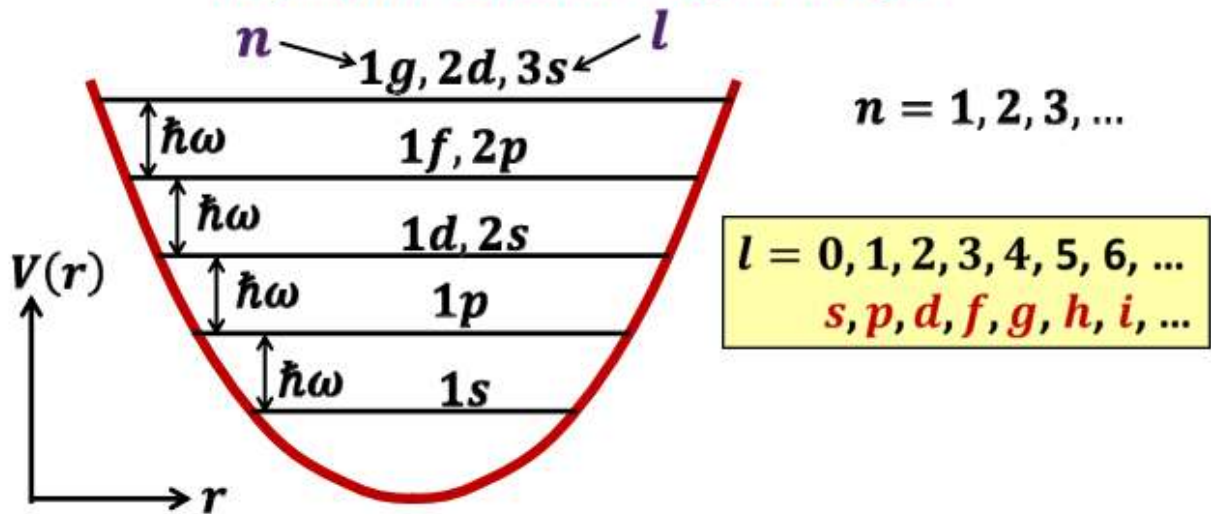
Стационарное уравнение Шредингера для одного нуклона в сферическом потенциале $V(r)$:

$$\hat{H}\psi(r) = \left[\frac{\hat{p}^2}{2M} + V(r) \right] \psi(r) = E \cdot \psi(r),$$

где $\hat{p}^2 = -\hbar^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right)$ – оператор квадрата импульса нуклона, M – его масса, а E – энергия.

В сферическом потенциале состояние частицы (нуклона) характеризуется определённым орбитальным моментом – сохраняющимся квантовым числом l . С ростом энергии частицы одно и то же значение l встречается у неё вновь и вновь. Порядковый номер появления у частицы состояния с одним и тем же l с ростом энергии называют **радиальным квантовым числом n** . Таким образом, любое состояние частицы (и её волновая функция ψ в сферическом поле) характеризуется двумя целыми числами n и l : $\psi \equiv \psi_{nl}$.

Уровни трёхмерного гармонического осциллятора



Уровни гармонического осциллятора эквидистантны. Расстояние между ним даётся выражением:

$$\hbar\omega = \left(\frac{2V_0\hbar^2}{MR^2} \right)^{1/2} \approx (41 \div 42) A^{-1/3} \text{ МэВ}$$

Заполнение одночастичных уровней (подоболочек) нуклонами происходит в соответствии принципом Паули. В основном состоянии заняты самые нижние уровни. При этом одночастичные уровни для протонов и нейтронов заселяются независимо. Число нуклонов одного типа на подоболочке даётся формулой

$$v_l = 2(2l + 1),$$

где $(2l + 1)$ – число ориентаций вектора \vec{l} ,
а 2 – число ориентаций спина нуклона $\vec{s} = \frac{1}{2}$.

	Гармонический осциллятор	Потенциал Вудса-Саксона	Прямоугольная яма
$6\hbar\omega$	[56] 168	1i 138 3p 112	[6] 138 [26] 132
$5\hbar\omega$	[42] 112	2f 106 1h 92	[14] 106 [2] 92
$4\hbar\omega$	[30] 70	3s 70 2d 68 1g 58	[22] 90 [10] 68 [18] 58
$3\hbar\omega$	[20] 40	2p 40 1f 34	[6] 40 [14] 34
$2\hbar\omega$	[12] 20	2s 20 1d 18	[2] 20 [10] 18
$1\hbar\omega$	[6] 8	1p 8	[6] 8
$0\hbar\omega$	[2] 2 $\nu_l \quad \Sigma \nu_l$	1s 2	[2] 2

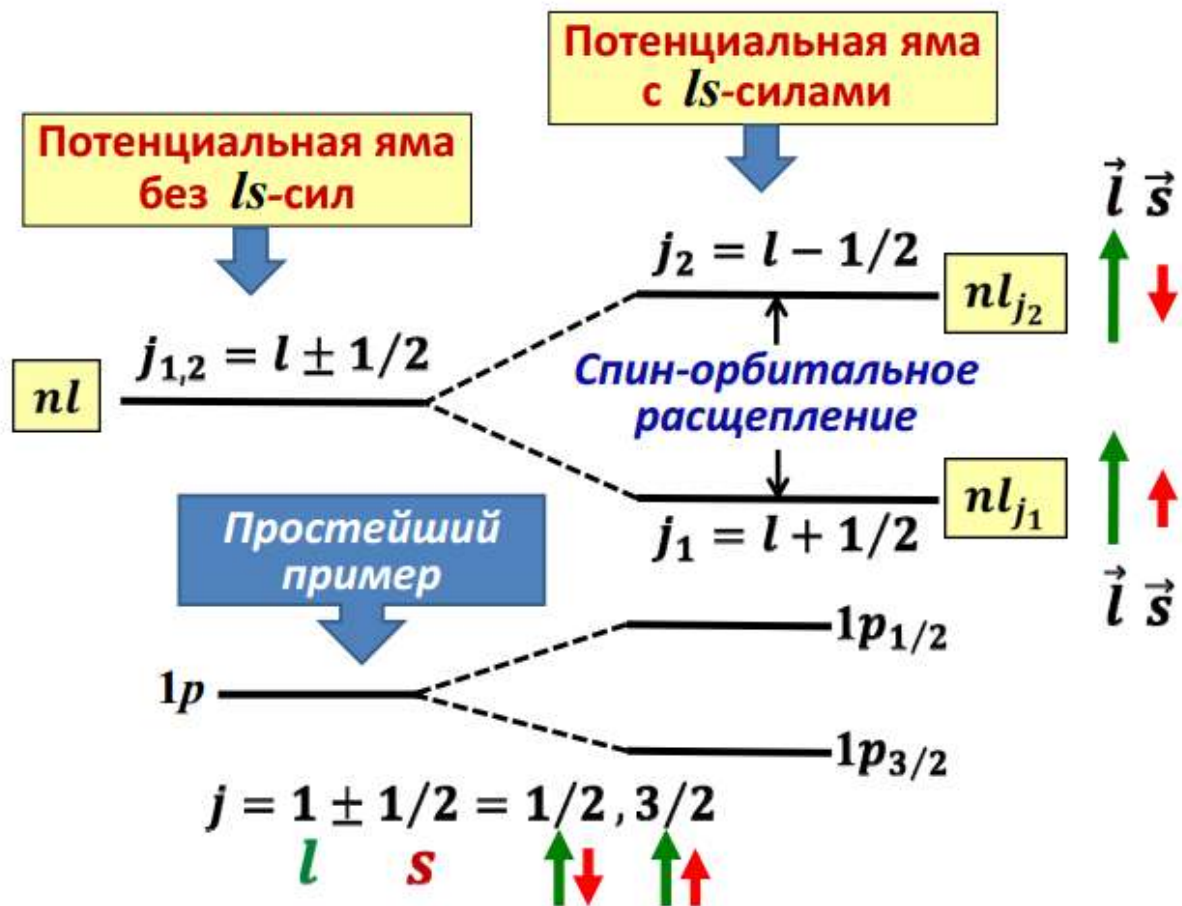
Число нуклонов одного типа на подоболочке:
 $\nu_l = 2(2l + 1)$
 Число спиновых состояний $(\pm \frac{1}{2})$
 Число проекций орбитального момента

Роль спин-орбитальных сил в формировании ядерной модели оболочек

Для объяснения магических чисел необходимо учитывать спин-орбитальную составляющую нуклон-нуклонных сил. Нуклон сильнее взаимодействует с другими нуклонами, если его спин \vec{s} и орбитальный момент \vec{l} направлены в одну сторону. С учётом этой ls -составляющей потенциал, в котором находится ядерный нуклон, имеет вид:

$$U(r) = V(r) + a \cdot \vec{l} \cdot \vec{s}$$

Здесь $V(r)$ – ядерный потенциал притяжения – потенциальная яма глубиной ≈ 50 МэВ, а $a < 0$ – константа, величина которой единицы МэВ.



Потенциал Вудса-Саксона представляет нечто среднее между осцилляторным потенциалом и потенциалом прямоугольной ямы. В потенциале Вудса-Саксона снимаются вырождения, свойственные гармоническому осциллятору. Однако реалистический потенциал (5), также как и осцилляторный потенциал, не в состоянии объяснить наблюдаемые в эксперименте магические числа нуклонов.

Решение проблемы было найдено М. Гепперт-Майер и Дж. Иенсенем, которые добавили к центрально-симметричному потенциалу $V(r)$ спин-орбитальное взаимодействие.

$$V_{ls}(r) = f(r) \vec{l} \vec{s}.$$

Спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению уровня с данным значением l на два состояния

$$l + 1/2 \text{ и } l - 1/2.$$

При этом состояние с $l + 1/2$ смещается вниз по энергии, а состояние с $l - 1/2$ - вверх. Величина спин-орбитального расщепления уровней пропорциональна величине орбитального момента l . Поэтому уровни с большими значениями орбитального момента $l > 3$, сильно смещаясь вниз по энергии, оказываются среди уровней предыдущей оболочки, что позволяет правильно воспроизвести магические числа.

Для протонов в самосогласованный потенциал должен быть включен также кулоновский потенциал.

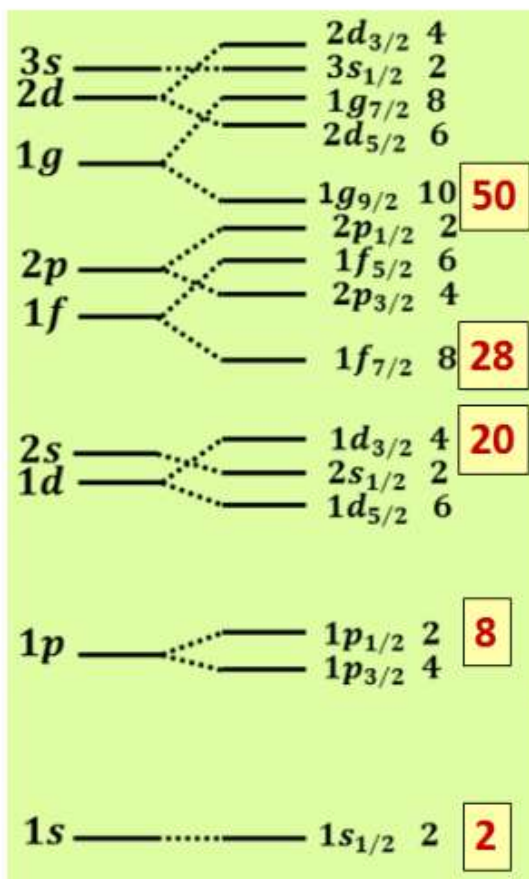
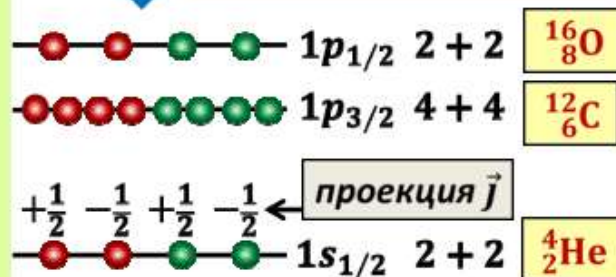


Диаграмма нижних нуклонных уровней (подоболочек) с учётом спин-орбитальных сил
 Число нуклонов одного типа на подоболочке равно числу проекций вектора полного момента нуклона \vec{j} :

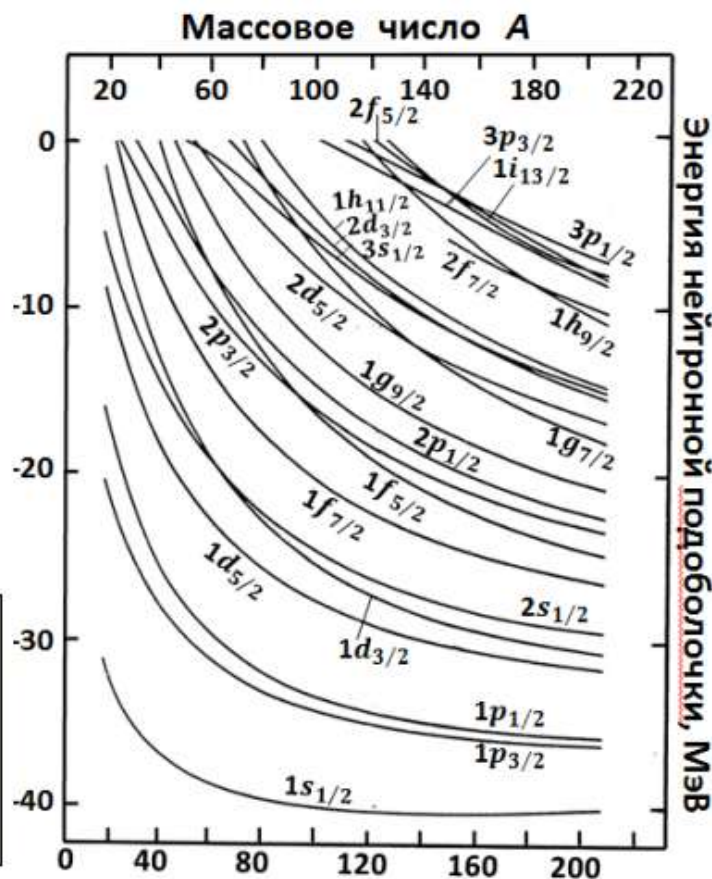
$$v_j = 2j + 1$$

Простейший пример – ядро $^{16}_8\text{O}$ в основном состоянии

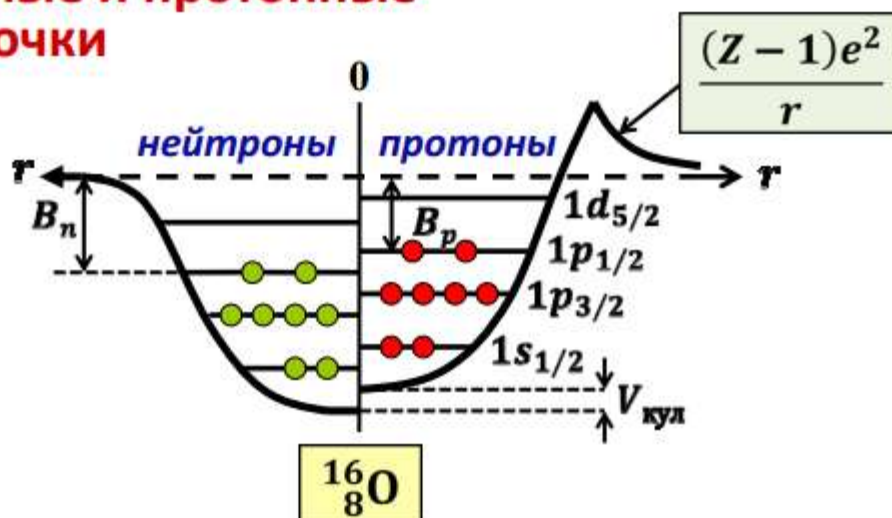


Зависимость энергии ядерных подоболочек от числа нуклонов в потенциале Вудса-Саксона (C.J. Vaja)

Расстояние между оболочками в потенциале гармонического осциллятора
 $\hbar\omega \approx 41 \cdot A^{-1/3}$ МэВ



Нейтронные и протонные подболочки



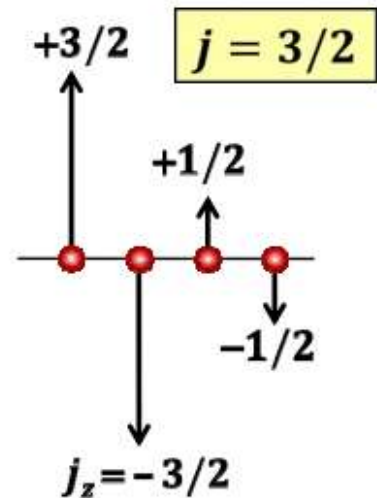
Дважды магические ядра:

	^4_2He	$^{16}_8\text{O}$	$^{40}_{20}\text{Ca}$	$^{126}_{82}\text{Pb}$
Число нейтронов	2	8	20	126
Число протонов	2	8	20	82

Спин и чётность основных состояний ядер в одночастичной модели оболочек

1. Ядро с заполненными подоболочками:

На них нуклонами заняты состояния с о всеми возможными проекциями полного момента \vec{j} на выделенное направление (ось z). Каждому нуклону с проекцией $+j_z$ будет соответствовать нуклон с $-j_z$ и суммарный момент нуклонов на каждой подоболочке $\vec{j} = \vec{0}$. Чётность замкнутой подоболочки положительна, так как она содержит чётное число $(2j+1)$ нуклонов одной чётности.



Итак, для ядер с замкнутыми подоболочками $J^P = 0^+$

2. Один нуклон сверх заполненных подоболочек:

Остов заполненных подоболочек имеет спин-чётность 0^+ . Поэтому J^P такого ядра полностью определяется полным моментом j и чётностью $p = (-1)^l$ нуклона сверх замкнутых подоболочек, где l – орбитальный момент внешнего нуклона. Таким образом, в рассматриваемом случае :

$$J^P = j^p = j^{(-1)^l},$$

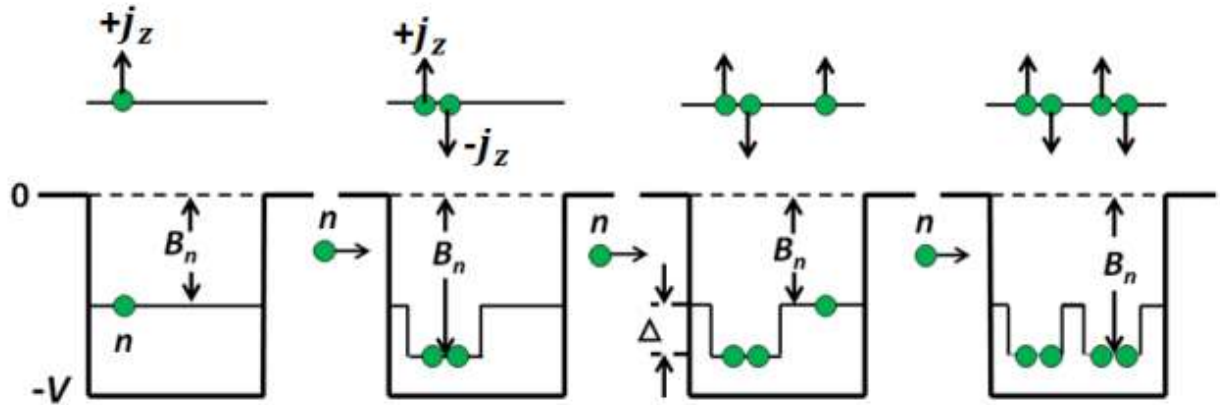
3. Не хватает одного нуклона до заполнения подоболочки:

Ядро с «дыркой» в заполненной подоболочке также имеет

$$J^P = j^p = j^{(-1)^l},$$

где j , p и l относятся к отсутствующему нуклону.

Учёт эффекта спаривания нуклонов в модели оболочек



В основном (и низколежащих) состояниях ядра нуклоны одного типа на подоболочке объединяются в пары с противоположными по знаку j_z . Полный момент количества движения каждой такой пары протонов или нейтронов равен 0. Поэтому, если на подоболочке $n l_j$ находится чётное число нуклонов каждого сорта, то все они объединены в пары (спарены) и подоболочка имеет $J = 0$. Если на подоболочке нечётное число нуклонов одного типа, то один из них не связан в пару и J подоболочки равен j этого неспаренного нуклона, т. е. $J = j$. Итак, в основном состоянии ядра имеем:

- | | |
|--------------------------|---|
| - чётно-чётное ядро: | $J^P = 0^+$; |
| - нечётное ядро: | $J = j, \quad P = (-1)^l$; |
| - нечётно-нечётное ядро: | $ j_p - j_n \leq J \leq j_p + j_n,$
$P = (-1)^{l_p + l_n}.$ |

Заключительные замечания о ядерной модели оболочек

1

Рассмотренный вариант ядерной модели оболочек называют **одночастичной моделью оболочек (ОМО)**. Это самый простой вариант модели оболочек. Он относится к сферическим ядрам (ядрам с заполненными оболочками и близкими к ним, в частности к магическим ядрам) и предполагает, что между нуклонами на подоболочках нет взаимодействий кроме сил спаривания. Всё взаимодействие между нуклонами в ядре сведено к их общей потенциальной яме.

2

Более сложный вариант модели оболочек, так называемая **многочастичная модель оболочек (ММО)**, учитывает, что межнуклонные силы в ядре не исчерпываются общей для всех нуклонов потенциальной ямой. Есть некая добавка к этой одинаковой для всех нуклонов потенциальной яме, которая не может быть учтена этой ямой.

Т.е. существует некое **остаточное взаимодействие** между нуклонами, принципиально не сводимое к общей потенциальной яме. В **ММО** делается попытка учесть это остаточное взаимодействие.

3

Большинство ядер несферические и к ним неприменима сферическая модель оболочек. Для несферических ядер разработана модель оболочек, учитывающая, что нуклоны в таких ядрах движутся в несферической потенциальной яме (Приложение 10 учебника).

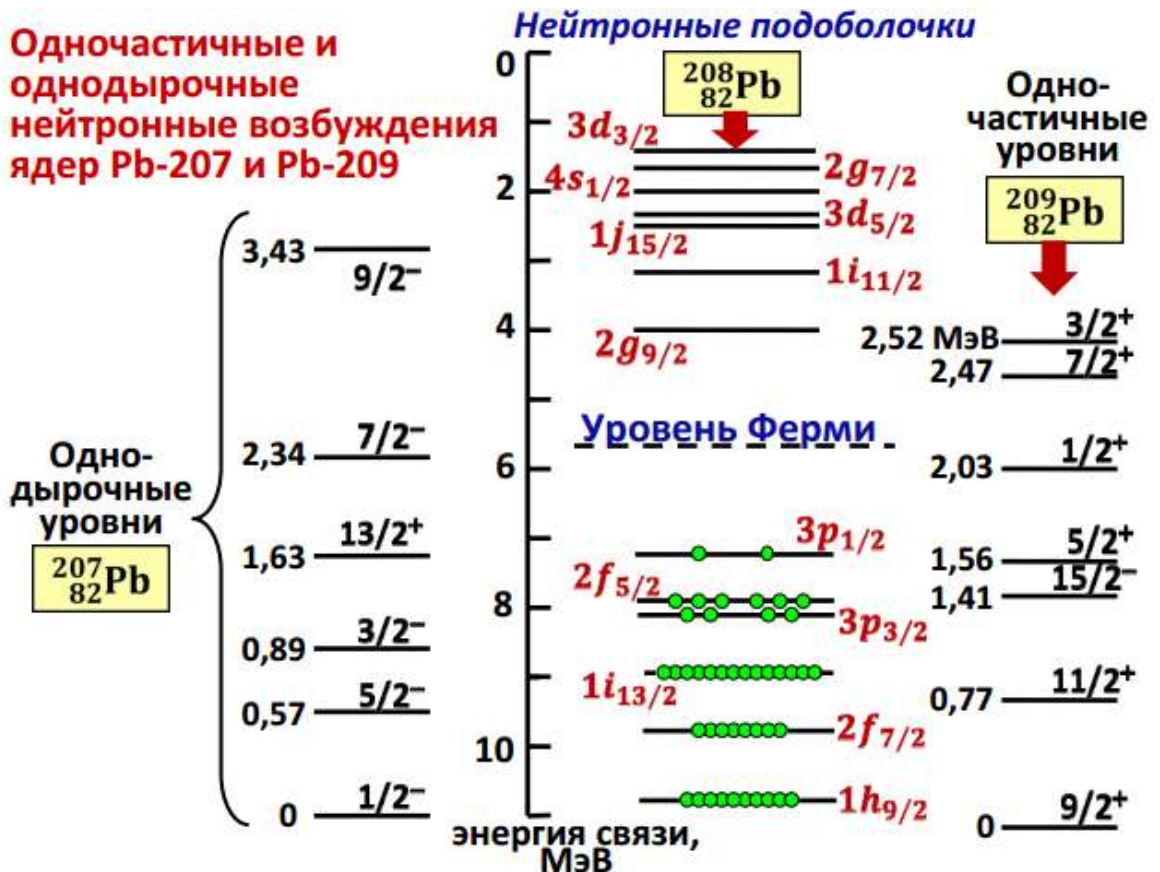
Основные положения одночастичной оболочечной модели

- Суммарный момент основного состояния четно-четного ядра (N и Z - четные числа) равен 0.
- Суммарный момент основных состояний ядер с нечетным A равен полному моменту j неспаренного нуклона.
Правило хорошо выполняется для ядер, у которых сверх заполненного состояния есть еще один нуклон, либо для заполнения последнего состояния недостает одного нуклона. Недостающий нуклон называется дыркой и момент ядра определяется спином и четностью этого недостающего нуклона.
- Суммарный момент нечетно-нечетных ядер, неспаренные нуклоны которого находятся в одинаковых состояниях, равен удвоенному полному моменту неспаренного нуклона.
- Энергия уровня с данным n растет с ростом l .
- Спин орбитальное взаимодействие для параллельных \vec{l} и \vec{s} больше, чем для антипараллельных.

14. Одночастичные и коллективные возбуждения ядер.

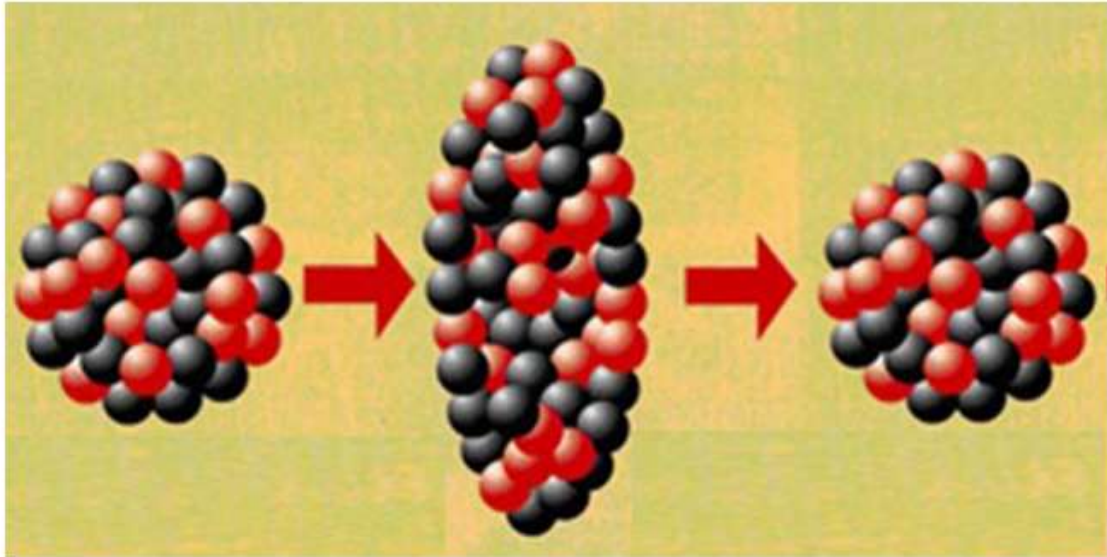
В одночастичной модели оболочек возбужденные состояния возникают при переходе одного или нескольких нуклонов на более высокие одночастичные орбиты. Наиболее просто выглядит спектр возбуждений ядер с одним нуклоном или «дыркой» сверх заполненных оболочек. Нижние возбуждения такого ядра образуются перемещением этого внешнего нуклона на более высокие подоболочки или «дырки» на нижние подоболочки (вглубь) ядра. Примерами возбуждений такого типа являются нижние состояния ядер $^{207}_{82}\text{Pb}$ и $^{209}_{82}\text{Pb}$ (рис. 7.11). Первое из этих ядер — это ядро с нейтронной дыркой в дважды магическом коре $^{208}_{82}\text{Pb}$, второе — с одним нейтроном сверх этого же кора. Представленные на рис. 7.11 возбуждения обусловлены соответственно перемещением нейтронной дырки (ядро $^{207}_{82}\text{Pb}$) и нейтрона (ядро $^{209}_{82}\text{Pb}$) по одночастичным уровням при неизменном дважды магическом коре $^{208}_{82}\text{Pb}$ ($Z = 82, N = 126$).

Я не знаю, что такое «кор» и «кора». Может, так текст распознан? Проблема в том, что это .djvu и он не распознан 0_0



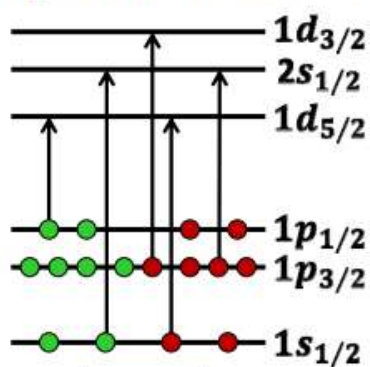
Коллективные возбуждения атомных ядер

В коллективных ядерных возбуждениях большие группы нуклонов совершают согласованное (скоррелированное) движение



Недостаточность модели оболочек для объяснения спектра ядерных возбуждений

Возбуждённые состояния ядер в модели оболочек возникают при переходе одного, двух или нескольких нуклонов на более высокие свободные подоболочки.

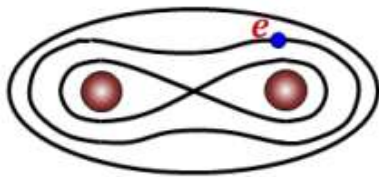


$^{16}_8\text{O}$

Масштаб энергий таких возбуждений – несколько МэВ. Опыт показывает, что у ядер есть множество возбуждений с существенно меньшими энергиями, которые нельзя объяснить в рамках модели оболочек.

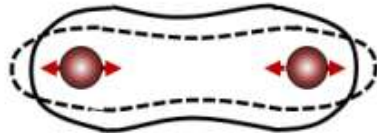
Среднее расстояние между оболочками
 $\Delta E_{\text{оболочки}} = \hbar\omega \approx 41 \cdot A^{-1/3} \text{ МэВ},$
т.е. $\approx 15 \text{ МэВ}$ для $^{16}_8\text{O}$ и $\approx 7 \text{ МэВ}$ для $^{208}_{82}\text{Pb}$.

Для объяснения многообразия ядерных возбуждений удобно использовать аналогию с молекулярной спектроскопией (двухатомная молекула):



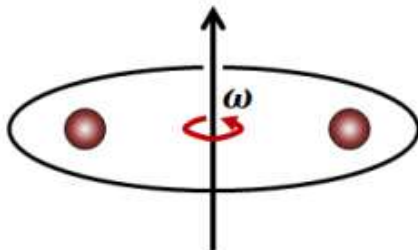
Электронные состояния (орбитали)

$$\Delta E_e \approx 1 \text{ эВ}$$



Колебательные состояния (vibrations)

$$\Delta E_{\text{кол}} \approx 0,1 \text{ эВ}$$



Вращательные состояния (rotations)

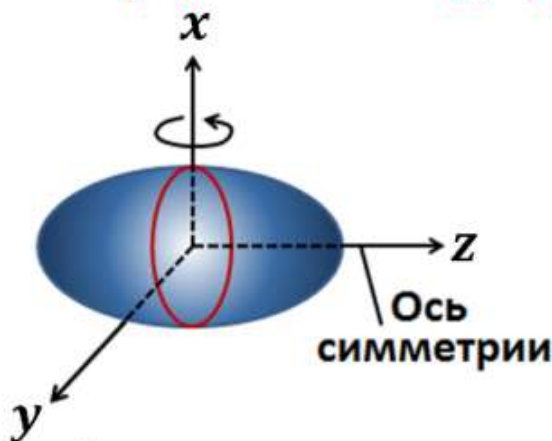
$$\Delta E_{\text{вращ}} \approx 10^{-3} \text{ эВ}$$

Одна одночастичная ветвь и две коллективных. Энергия одночастичных колебаний равна расстоянию между подоболочками (порядка МэВ, см. далее). Про это шла речь и вначале (Pb-207 и Pb-209), просто это было в другой лекции.

По учебнику – ядерный спектр сложен, энергии одночастичных возбуждений (порядок величины) - МэВ, вибрационных - 100-1000 кэВ, вращательных – 10-100 кэВ. Но эти числа для одной молекулы тоже верны, хотя речь не о них, это просто аналогия.

В молекулах (и атомных ядрах!) возникают три накладывающиеся ветви возбуждений, из которых одна одночастичная (оболочечная) и две коллективных (вибрации и вращения). Энергии коллективных возбуждений могут быть существенно меньше энергии одночастичных.

Вращательные уровни чётно-чётных неферических ядер:



Классическая энергия вращения:

$$E_{\text{вр}} = \frac{G\omega^2}{2} = \frac{L^2}{2G},$$

где G – момент инерции, L – орбитальный момент. В основном состоянии (ground state) чётно-чётного ядра (т.е. при отсутствии вращения) $J_{gs}^P = 0^+$.

Если ядро вращается, его спин целиком обусловлен этим вращением и $J = L$. В квантовой механике $J^2 = \hbar^2 J(J + 1)$ и получаем:

$$E_{\text{вр}} = \frac{\hbar^2 J(J + 1)}{2G}$$

Квантовая механика запрещает вращение ядра вокруг оси симметрии, в том числе сферического ядра вокруг любой оси, проходящей через его центр (Приложение 11 учебника)

В сферически симметричном ядре ядерный потенциал, действующий на нуклоны, при повороте вокруг любой оси, проходящей через его центр, не меняется и, следовательно, не возникает сил, заставляющих нуклоны такого ядра согласованно участвовать во вращательном движении. Аналогично этому не имеет смысла говорить о вращении деформированного ядра, имеющего форму аксиально-симметричного эллипсоида, вокруг оси симметрии z .

Возможно лишь вращение вокруг осей, перпендикулярных оси симметрии,

Более формальное рассуждение:

Волновая функция ψ сферически симметричного объекта не зависит от углов θ и φ . Для аксиально-симметричного объекта с осью симметрии z волновая функция ψ не зависит от угла φ (она зависит лишь от r и θ), т.е. $\psi \equiv \psi(r, \theta)$. Для компоненты L_z углового момента вращения вокруг оси z имеем:

В классической механике:

В квантовой механике:

$$L_z = xp_y - yp_x \longrightarrow \hat{L}_z = -i\hbar \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right)$$

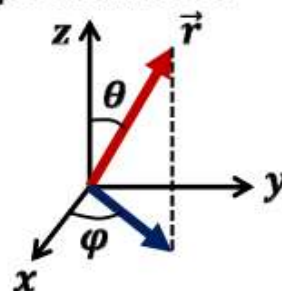
Переходя к сферической системе координат $x, y, z \rightarrow r, \theta, \varphi$, можно получить $\hat{L}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}$. Соответствующее квантовое уравнение на собственные значения:

$$\hat{L}_z \psi(r, \theta) = L_z \psi(r, \theta) \quad \text{или}$$

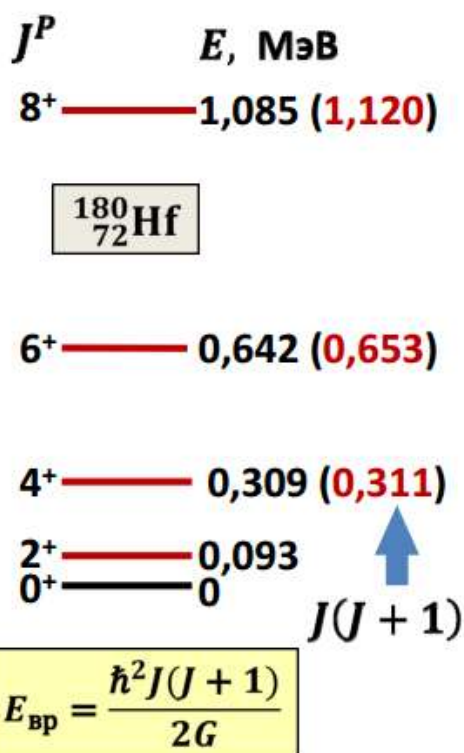
$$-i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi} \psi(r, \theta) = L_z \psi(r, \theta).$$

Так как $\frac{\partial}{\partial \varphi} \psi(r, \theta) = 0$, и $\psi(r, \theta) \neq 0$

то $L_z = 0$, т.е. объект не вращается!



Вращательные уровни



Вращательные уровни чётно-чётного ядра имеют лишь чётные J :
 $J = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, \dots$
 Нечётные J исключаются соображениями симметрии. При этом чётность вращательных состояний положительна (+1) (см. аргументы в учебнике, Лекция 7, п. 5). Таким образом, вращательные уровни чётно-чётного ядра с ростом энергии образуют следующий ряд значений J^P :
 $0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, \dots$

Красным выделены энергии, которые получаются, если из первой энергии состояния 2^+ выразить константу, а потом домножить её на $J(J+1)$.

Как вращается ядро?

Ядро не может вращаться как единое с неизменным внутренним строением тело (например, как твёрдое тело), поскольку у такого ядра нет внутреннего возбуждения, т.е. такому вращению по-прежнему отвечает основное состояние ядра. При вращении ядра с возбуждением вращательного состояния по его поверхности как бы распространяется круговая волна внешних нуклонов, а сферическая сердцевина ядра (в соответствии с принципами квантовой механики) не участвует во вращении и не даёт вклада в его момент инерции. Это отличное от основного состояния внутреннее поведение нуклонов и обеспечивает вращательное ядерное возбуждение.

Скорость вращения ядра –
 10^{21} - 10^{23} оборотов в сек



Колебательные (вибрационные) уровни чётно-чётных сферических ядер

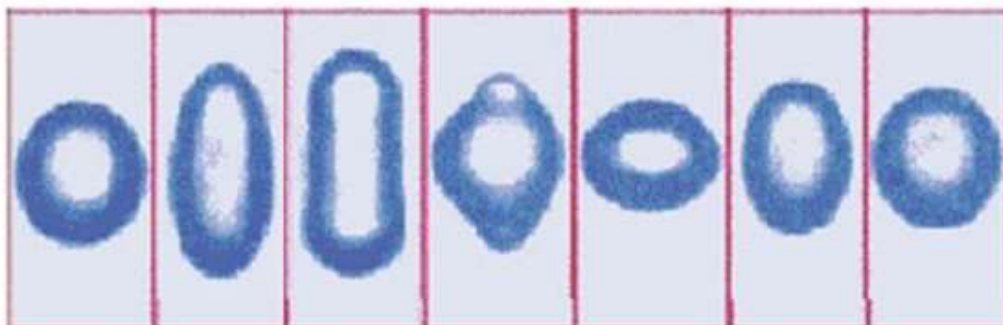
В сферических ядрах вращательные состояния отсутствуют и низкоэнергичная часть спектра обусловлена колебаниями формы ядра вокруг равновесной. При рассмотрении таких колебаний помогает аналогия между ядром и каплей жидкости.

Легче всего возбуждаются степени свободы капли жидкости, соответствующие её малым гармоническим колебаниям вокруг равновесной сферической формы без изменения объёма.

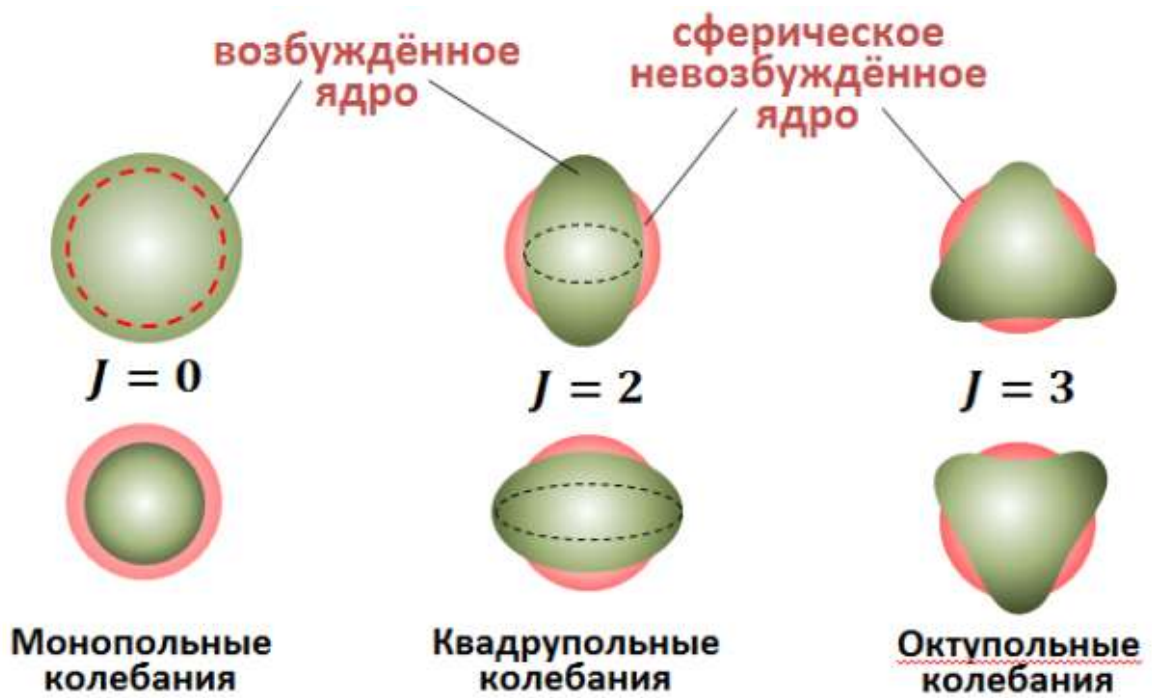
Для описания таких колебаний можно использовать (с учётом квантования) математический аппарат, впервые применявшийся Рэлеем (1877 г.) при рассмотрении классических колебаний формы капли жидкости. Эти колебания классифицируются по угловому моменту (мультипольности) J возбуждения и чётности P .

В свободном невозбужденном состоянии капля жидкости принимает сферическую форму. Поэтому легче всего (с наименьшей энергией) возбуждаются малые гармонические колебания вокруг равновесной сферической формы без изменения объёма.

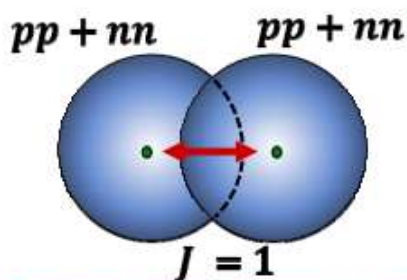
Фото последовательных деформаций жидкой капли, сделанные в Лоуренсовской лаборатории Калифорнийского университета



Последовательность этих деформаций отвечает квадрупольным ($J = 2$) колебаниям

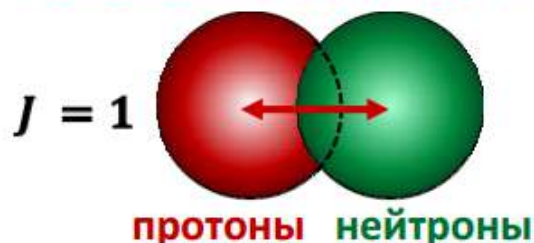


В ядре невозможны дипольные ($J = 1$) колебания, когда нейтроны и протоны двигаются синхронно (синфазно) неразделёнными

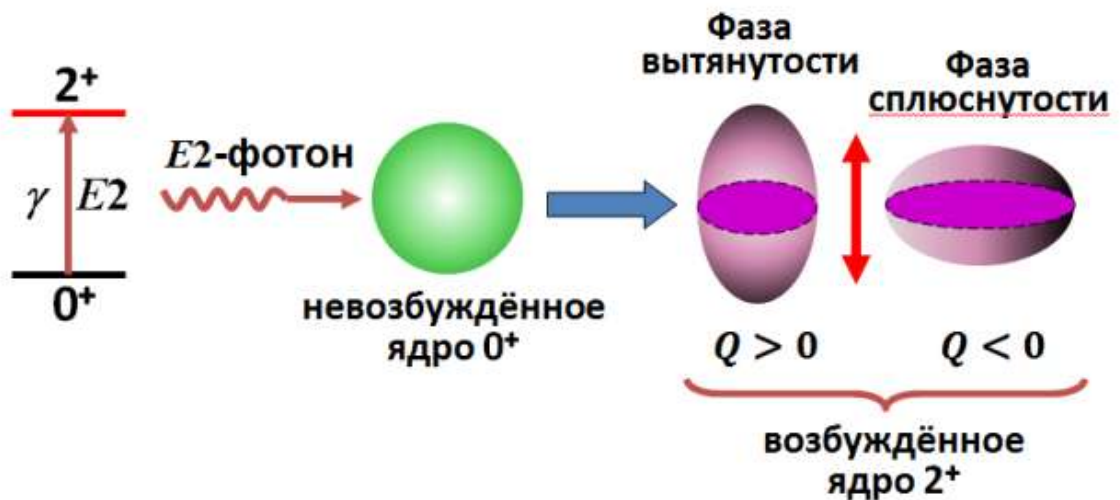


При таких движениях ядро перемещается как единое целое без изменения своего внутреннего состояния

В ядре возможны дипольные ($J = 1$) колебания, когда нейтроны и протоны двигаются противофазно и происходит разделение протонной и нейтронной составляющих ядра (поляризация ядра) без изменения положения его центра тяжести



Квадрупольные колебания



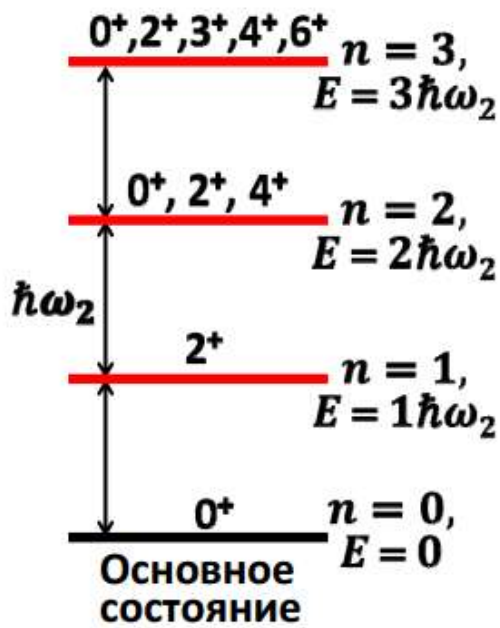
Гармонические колебания каждой мультипольности и частоты ω квантуются, т.е. имеется квант энергии $\hbar\omega$ каждой мультипольности, называемый **фоном** этой мультипольности. В возбуждённом ядре одновременно может быть несколько фононов различной мультипольности. Энергия возбуждения такого ядра даётся выражением:

$$E = \sum_J n_J \cdot \hbar\omega_J,$$

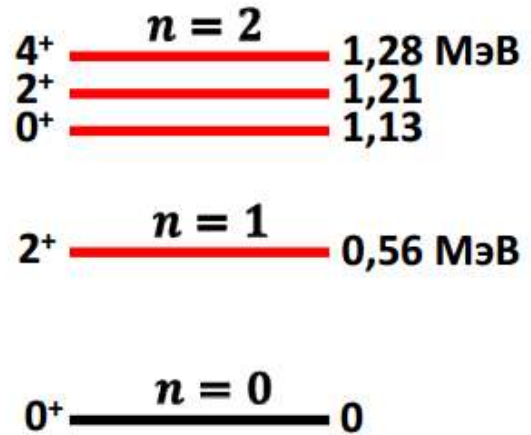
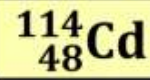
где n_J – число фононов мультипольности J ,
а $\hbar\omega_J$ – энергия фонона этой мультипольности.

При этом $J \neq 1$, а возбуждения с $J = 0$ лежат высоко по энергии из-за того что ядро, как и жидкость с трудом поддаётся сжатию и растяжению. Низжайшим по энергии и мультипольности колебанием формы ядра, как правило, является квадрупольное ($J = 2$), которому в чётно-чётном ядре отвечает возбуждение со спин-чётностью 2^+ .

Идеальный спектр
квадрупольных
колебаний чётно-
чётного ядра:

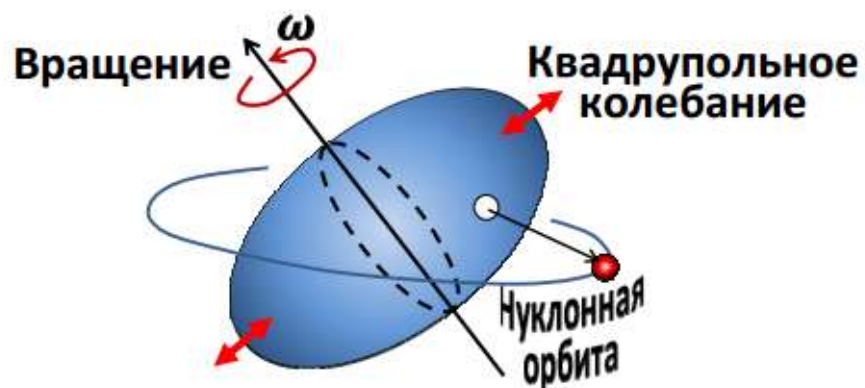


Реальный спектр
квадрупольных
колебаний чётно-
чётного ядра



Энергия квадрупольного
возбуждения $E = n \cdot \hbar\omega_2$

В ядре возможно одновременное возбуждение
одночастичных и коллективных
степеней свободы

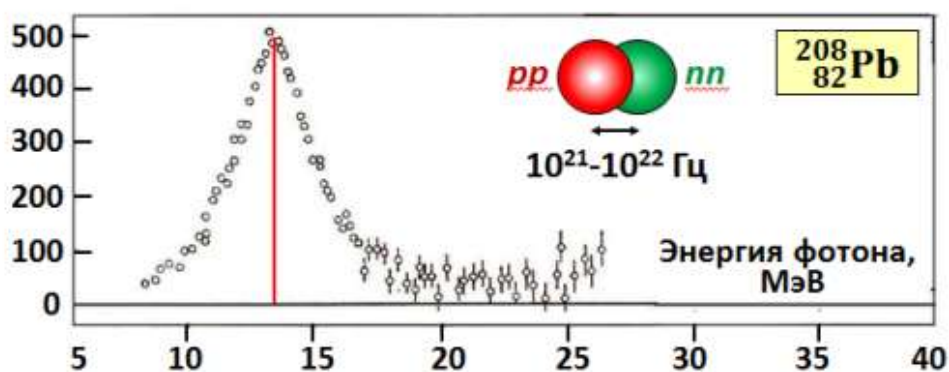
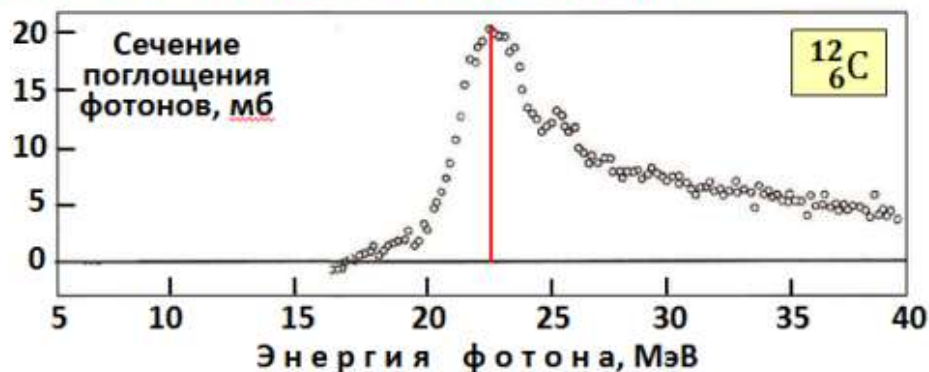


Поляризационные колебания атомных ядер

С ростом энергии в ядрах появляются возбуждения, в которые вовлечены внутренние (наиболее сильно связанные) нуклоны. К таким возбуждениям относятся **поляризационные коллективные возбуждения**, в процессе которых происходит динамическое пространственное разделение протонов и нейтронов ядра и последнее приобретает соответствующий, гармонически меняющийся со временем электромагнитный момент.



Гигантский дипольный (E1) резонанс в сечениях поглощения фотонов ядрами ^{12}C и ^{208}Pb



Гигантский дипольный резонанс – самое мощное коллективное возмущение - наблюдается у всех ядер с $A > 2$.

Верхняя граница ядерных возбуждений – 100 МэВ, при более высоких энергиях, передаваемых внутрь ядра, начинаются возбуждения самих нуклонов.

ЧАСТИЦЫ

15. Фундаментальные частицы Стандартной модели

Я абсолютно не знаю, что писать тут! Понадёргал из инета инфы про все частицы, думаю, этого хватит.

Фундаментальные частицы Стандартной Модели

$$\begin{array}{ccc} e^- & \mu^- & \tau^- \\ \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \\ u & c & t \\ d & s & b \\ 8g, \gamma, W^+, W^-, Z \\ H - \text{бозон Хиггса} \end{array}$$

Стандартная модель включает в себя следующие основные ингредиенты:

- Набор фундаментальных «кирпичиков» материи — **шесть сортов лептонов и шесть сортов кварков**. Все эти частицы являются фермионами со спином 1/2 и очень естественным образом организуются в три поколения. Многочисленные адроны — составные частицы, участвующие в сильном взаимодействии, — составлены из кварков в разных комбинациях.
- **Три типа сил**, действующих между фундаментальными фермионами, — электромагнитные, слабые и сильные. Слабое и электромагнитное взаимодействия являются двумя сторонами единого **электрослабого взаимодействия**. Сильное взаимодействие стоит отдельно, и именно оно связывает кварки в адроны.
- Все эти силы описываются на основе **калибровочного принципа** — они не вводятся в теорию «наильно», а словно возникают сами собой в результате

требования симметричности теории относительно определенных преобразований. Отдельные виды симметричности порождают сильное и электрослабое взаимодействия.

- Несмотря на то, что в самой теории имеется электрослабая симметрия, в нашем мире она самопроизвольно нарушается. **Спонтанное нарушение электрослабой симметрии** — необходимый элемент теории, и в рамках Стандартной модели нарушение происходит за счет хиггсовского механизма.
- Численные значения для **примерно двух десятков констант**: это массы фундаментальных фермионов, численные значения констант связи взаимодействий, которые характеризуют их силу, и некоторые другие величины. Все они раз и навсегда извлекаются из сравнения с опытом и при дальнейших вычислениях уже не подгоняются.

Бозон – частица с нулевым или целочисленным спином.

Фундаментальные бозоны (в лекции Ишханова (первый скрин в теме) не было гравитона):

Название	Заряд	Масса	Спин	Взаимодействия	Время вз-я, с	Радиус вз-я, см
Гравитон, G	0	0	2	Гравитационное	∞	∞
Фотон, γ	0	$< 3 \cdot 10^{-27}$ эВ	1	Электромагнитное	10^{-18}	∞
Заряженные векторные бозоны, W^{\pm}	± 1	80.419 ГэВ/ c^2	1	Слабое	10^{-10}	10^{-16}
Нейтральный векторный бозон, Z^0	0	91.188 ГэВ/ c^2	1	Слабое	10^{-10}	10^{-16}
Глюоны, g_1, \dots, g_8	0	0	0	Сильное	10^{-21} $- 10^{-23}$	10^{-13}
Хиггсы, H^0, H^{\pm}	0	> 100 ГэВ/ c^2	0			

Фермион – частица с полуцелым спином.

Заряженные лептоны участвуют в слабых и ЭМ взаимодействиях, нейтрино – только в слабых. Слабое взаимодействие может смешивать фермионы из разных поколений, в отличие от ЭМ и сильного, что приводит к нарушению CP-инвариантности и нестабильности всех частиц, за исключением легчайших.

Фундаментальные фермионы:

Частицы	Лептоны		Кварки	
	Электрический заряд, Q_i			
I поколение	ν_e < 17 эВ/ c^2	e^- 0.511 МэВ/ c^2	d 0.34 ГэВ/ c^2	u 0.33 ГэВ/ c^2
II поколение	ν_{μ} < 270 эВ/ c^2	μ^- 105.7 МэВ/ c^2	s 0.45 ГэВ/ c^2	c 1.5 ГэВ/ c^2

III поколение	ν_τ < 35 МэВ/c ²	τ^- 1784 МэВ/c ²	b 4.9 ГэВ/c ²	t 175 ГэВ/c ²
---------------	---------------------------------------	-------------------------------------	-----------------------------	-----------------------------

Для каждого поколения сумма электрических зарядов $\sum Q_i = 0$ с учетом 3 цветовых зарядов у каждого кварка. Кроме характеристик частиц, указанных в таблице, важную роль для лептонов играют лептонные числа: электронное L_e , равное +1 для e^- и ν_e , мюонное L_μ , равное +1 для μ^- и ν_μ и тауонное L_τ , равное +1 для τ^- и ν_τ , которые соответствуют ароматам лептонов, участвующих в конкретных реакциях, и являются сохраняющимися величинами. Для лептонов барионное число $B = 0$. Каждое следующее поколение тяжелее предыдущего.

Кварки – фермионы со спином $\frac{1}{2}$. Кварки участвуют в сильных, слабых и э/м взаимодействиях.

Свойства кварков (приводятся массы конститuentных кварков и в скобках массы токовых кварков. Конституентные – модель, при которой вся масса адронов заключена в кварках. У Капитонова написаны массы токовых):

Аромат	Масса, МэВ/c ²	I	I ₃	Q _q /e	s	c	b	t
u up	330; (5)	1/2	1/2	2/3	0	0	0	0
d down	340; (7)	1/2	-1/2	-1/3	0	0	0	0
s strange	450; (150)	0	0	-1/3	-1	0	0	0
c charm	1500	0	0	2/3	0	1	0	0
b beauty	5000	0	0	-1/3	0	0	-1	0
t truth	174000	0	0	2/3	0	0	0	1

16. Законы сохранения в физике частиц

Основные законы сохранения здесь: (список)

Законы сохранения

1. Энергии E	}	универсальные (выполняются во всех взаимодействиях)
2. Импульса p		
3. Момент количества движения J		
4. Электрического заряда Q		
5. Барийонного числа (заряда) B		
6. Лептонного числа (заряда) L_e, L_μ, L_τ		
7. { Изоспина I выполняется только в сильном взаимодействии Проекция изоспина I_3	}	выполняются в сильном и электромагнитном взаимодействиях
8. Четности P		
9. Странности (Strangeness) S		
10. Очарования (Charm) C		
11. Bottom B		
12. Top T		

Более подробная классификация и некоторое обоснование:

В процессе взаимодействий и превращений частиц выполняется ряд законов сохранения. Они двух типов — *аддитивные* и *мультипликативные* (разъяснение ниже в этом разделе). Ряд законов сохранения *универсален*, т. е. выполняется всегда (при всех взаимодействиях). Другие в некоторых взаимодействиях не выполняются (нарушаются).

К универсальным законам сохранения относятся те, которые обусловлены инвариантностью уравнений движения относительно трансляций (сдвигов) в пространстве и во времени. С этими типами симметрий — однородностью пространства и времени — связано существование законов сохранения импульса и энергии изолированных систем частиц. Изотропность 3-мерного пространства, т. е. инвариантность уравнений движения относительно поворотов (вращений), приводит к закону сохранения момента количества движения.

Если преобразование волновой функции, отвечающее закону сохранения, имеет непрерывный характер (т. е. может быть как угодно малым), то соответствующий закон сохранения *аддитивен*, т. е. в реакции

$$a + b \rightarrow c + d + \dots \quad (9.1)$$

сохраняется сумма соответствующих характеристик (или квантовых чисел):

$$N_a + N_b = N_c + N_d + \dots = \text{const.} \quad (9.2)$$

Трансляции и повороты — непрерывные преобразования и соответствующие законы сохранения (энергии, импульса и момента количества движения) — аддитивны. Аддитивными сохраняющимися величинами являются также электрический заряд Q , барионное квантовое число (барионный заряд) B , лептонное квантовое число (лептонный заряд) L , изоспин I , а также ряд других квантовых чисел, имеющих кварковую природу — странность (strangeness) S , очарование (charm) C , Bottom (Beauty — красота) B , Top (Truth — истина) T .

С какими типами симметрий связаны законы сохранения всех этих аддитивных квантовых чисел (Q, B, L, I, S, C, V, T)? В настоящее время известен ответ лишь для электрического заряда Q и изоспина I . Так, сохранение изоспина в сильных взаимодействиях — следствие инвариантности этого взаимодействия относительно поворотов в специальном изоспиновом (зарядовом) пространстве (Лекция 5). Сохранение же электрического заряда, как можно показать, есть следствие того, что не существует способа измерить абсолютное значение электрического потенциала и во всех соотношениях он является относительной величиной. Не возникает никаких новых физических явлений, если этот потенциал изменить (сдвинуть) на одно и то же значение во всех точках пространства. Такой одинаковый сдвиг (одинаковую калибровку) шкалы потенциала во всем пространстве называют *глобальным*, а неизменность физических уравнений к такого рода преобразованиям — *глобальной калибровочной симметрией* (*инвариантностью*).

Если преобразование волновой функции, отвечающее закону сохранения, дискретно, то соответствующий закон сохранения *мультипликативен*, т. е. в реакции (9.1) сохраняется произведение соответствующих характеристик (квантовых чисел)

$$N_a \cdot N_b = N_c \cdot N_d \cdots = \text{const.} \quad (9.4)$$

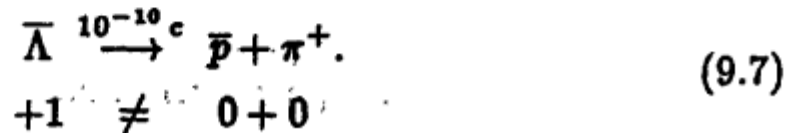
Пример дискретных преобразований — операция зеркального отражения (пространственной инверсии). Инвариантность к такому преобразованию приводит к квантовому числу — четности P (о нем уже говорилось в Лекции 3). Все взаимодействия, кроме слабого, инвариантны к пространственной инверсии и для них справедлив закон сохранения P -четности в мультипликативной форме. О двух других дискретных преобразованиях — зарядовом сопряжении и обращении времени — и связанных с ними законах сохранения будет сказано в Лекции 13. До этой

В заключение этого раздела сформулируем точное различие частицы и античастицы. При переходе от частицы к античастице (и наоборот) знаки всех аддитивных квантовых чисел (имеющих смысл зарядов различного типа) меняются на противоположные, т. е.

меняют знак $Q, B, L_e, L_\mu, L_\tau, I_3, S, C, V, T$, а также магнитный момент частицы, так как он пропорционален электрическому заряду Q ;

не меняются масса частицы, ее спин, изоспин I , величина магнитного момента, время жизни и способ распада частицы (с заменой всех частиц распада на античастицы).

Так, из (9.6) следует, что частица $\bar{\Lambda}$ (антилямбда-гиперон) распадается следующим образом:

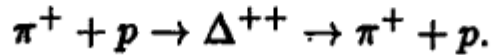


Еще тут, наверно, можно сказать об операторе зарядового сопряжения.

18. Резонансные частицы.

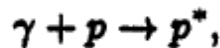
Кроме «абсолютно» стабильных перечисленных выше частиц (p, e, γ, ν) и нейтрона у остальных времена жизни лежат в диапазоне 10^{-24} — 10^{-6} с. Большинство живет $< 10^{-20}$ с и называется *резонансами*. О более долгоживущих условно говорят тоже как о стабильных (или квазистабильных). Резонансы распадаются за счет сильного взаимодействия (характерные времена таких распадов малы — 10^{-23} — 10^{-24} с). Их можно рассматривать как возбуждения стабильных (квазистабильных) частиц. Квазистабильные частицы распадаются «медлен-

Адроны, будучи протяженными, имеют внутреннюю структуру (состоят из двух или трех кварков) и должны иметь возбужденные состояния (резонансы). Первое возбужденное состояние элементарной частицы было открыто Ферми в 1951 г. в реакции рассеяния положительных пионов (π^+) на протонах:



Протон состоит из трех кварков. Присоединяя за счет сильного взаимодействия пион, он переходит в трехкварковое состояние с зарядом $+2e$ и большей энергией, обозначаемое Δ^{++} , которое затем распадается на первоначальные частицы. В сечении этой реакции возникает широкий резонанс, называемый Δ -резонансом. Максимум этого резонанса, который может отвечать различным зарядовым комбинациям трех кварков, наблюдается при кинетической энергии пиона $T_\pi \approx 200$ МэВ. При этом энергия возбуждения в трехкварковой системе $E^* \approx 300$ МэВ, а масса резонанса $m_\Delta = 1\,232$ МэВ/ c^2 . Одной из зарядовых разновидностей этого резонанса является 1-е возбужденное состояние протона, обозначаемое Δ^+ .

Δ^+ -Резонанс удобно проиллюстрировать с помощью реакции поглощения протоном фотона:



где p^* означает возбуждение протона.

Найденный Ферми резонанс (Δ -резонанс) с массой 1 232 МэВ есть самое нижнее (1-е) возбужденное состояние системы трех кварков. Протон состоит из трех кварков, каждый из которых имеет спин $1/2$. В основном состоянии протона у одного из кварков спин противоположен спину двух других и полный спин протона $1/2$. В первом возбужденном состоянии спины всех кварков ориентированы одинаково и полный спин этого состояния становится равным $3/2$. Таким образом, при самом низком возбуждении нуклона происходит «переворот» спина того кварка, который в основном состоянии нуклона был ориентирован противоположно спину двух других. На такой «переворот» требуется затратить энергию ≈ 300 МэВ. Из рис. 8.1 видно, что ширина

19. Электромагнитные взаимодействия. Структура нуклона.

О теории, описывающей все это дело. То есть, стоит просто знать буквосочетания КЭД и ЭСМ.

Для описания процессов, происходящих в мире частиц, служит релятивистская квантовая теория или квантовая теория поля. Наиболее известный и разработанный вариант этой теории применяется для описания электромагнитных взаимодействий и носит название *квантовой электродинамики* (КЭД). КЭД — наиболее продвинутая из всех известных физических теорий. Она обеспечивает рекордную точность предсказаний (на уровне 10^{-9} – 10^{-10}) и пока не обнаружено ни одного факта, противоречащего этой теории. Приведем в качестве примера величины магнитного момента электрона μ_e (в магнетонах Бора), рассчитанные в рамках КЭД и полученные экспериментально

$$\mu_e = \begin{cases} 1.0011596522(03) \pm 27 & \text{КЭД,} \\ 1.00115965218(7) \pm 4 & \text{эксперимент.} \end{cases} \quad (8.3)$$

Точность данных относится к цифрам в скобках.

За создание КЭД Фейнману, Швингеру и Томонаге в 1965 г. была присуждена Нобелевская премия.

В настоящее время создана теория, объединяющая электромагнитное и слабое взаимодействие (в так называемое *электрослабое*). Эта теория, описывающая электромагнитные и слабые взаимодействия кварков и лептонов и включающая КЭД как составную часть, носит название *электрослабой модели* (ЭСМ) и подтверждена экспериментально. За ее создание Глэшоу, Саламу и Вайнбергу в 1979 г. присуждена Нобелевская премия.

Дальше я ХЗ, что писать там об электромагнитном взаимодействии. Я бы сказал, что переносчиком является гамма-квант, что т.к. он не имеет массы, то радиус взаимодействия бесконечен, и, пожалуй, упомянул бы, что электромагнитное взаимодействие нарушает изотропию изоспинового пространства, поэтому при электромагнитном взаимодействии сохраняются все те же величины, что и при сильном, кроме изоспина и его проекции. Вот. Еще можно упомянуть, что оно значительно только при взаимодействии между двумя заряженными частицами, не участвующими(!!!111) в сильном взаимодействии.

По поводу структуры нуклона:

Если увеличить переданный протону импульс q , то это будет соответствовать уменьшению длины волны виртуального фотона и повышению разрешающей способности опыта (рис. 10.15, б). Если довести разрешение (λ) до 0.1 размеров протона (0.1 Фм), то коротковолновым фотонным лучом будут «освещаться» отдельные составляющие протона — кварки и глюоны. Будет «видно», что протон состоит из трех кварков (в дальнейшем называемых *валентными*), между которыми «про скакивают» глюоны. Будет видно, как иногда глюон рождает виртуальную кварк-антикварковую пару. Наблюдаемая картина условно представлена рис. 10.16, а.

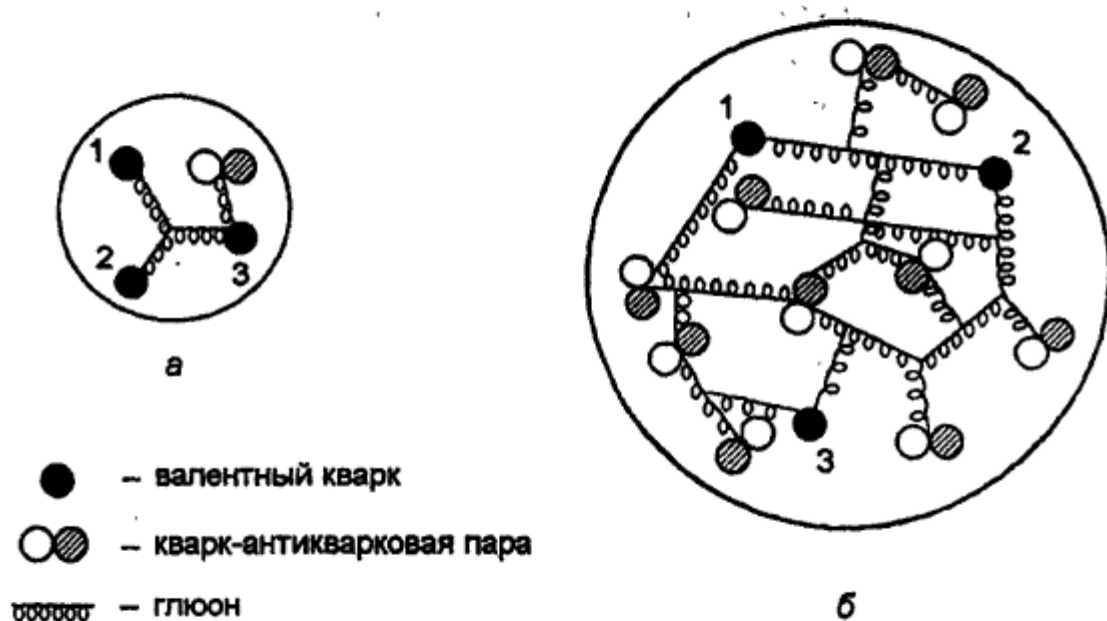


Рис. 10.16. Вид протона при разрешении 0.1 (а) и 0.01 Фм (б)

Если еще на порядок повысить разрешение, доведя его до 0.01 Фм (это соответствует энергиям современных ускорителей), то мы обнаружим внутри протона значительно более сложную картину (рис. 10.16, б). Вместо нескольких кварков и глюонов (рис. 10.16, а) внутри протона будет множество кварк-антикварковых пар и еще большее количество глюонов. В этом «море» виртуальных частиц почти не видны три валентных кварка u , u , d . Виртуальные кварки, образующие $q\bar{q}$ -пары, так и называют *морскими кварками*.

Итак, в состав протона (и вообще любого адрона) входят:

- 1) валентные кварки;
- 2) морские кварки;
- 3) глюоны.

Эти элементарные бесструктурные составляющие адрона объединяют, вслед за Фейнманом, общим термином *партоны* (от англ. part).

20. Изоспин. Изоспиновые мультиплеты.

Как отмечалось в п. 3, зарядовая независимость ядерных сил, трактуемая как симметрия собственно ядерного взаимодействия пары нуклонов к изменению типа нуклонов, позволяет ввести новое квантовое число — *изобарический спин*, или *изоспин*, присущее только сильному взаимодействию. История появления этого квантового числа восходит к 1932 г., когда Гейзенберг стал рассматривать нейтрон и протон как два состояния одной частицы, названной нуклоном. По идее Гейзенберга сравнительно небольшое отличие в массах протона и нейтрона имеет электромагнитную природу. Если «выключить» электромагнитное взаимодействие, то массы протона и нейтрона должны совпадать. Нейтрон и протон — это два зарядовых состояния нуклона.

Для формального описания этих двух зарядовых состояний вводят трехмерное евклидово зарядовое (или изоспиновое) пространство, никак не связанное с обычным пространством, и приписывают нуклону в этом пространстве вектор $\mathbf{i} = \frac{1}{2}$ с тем, чтобы две возможные проекции вектора изоспина ($\pm 1/2$) на одну из осей зарядового пространства отвечали двум зарядовым состояниям нуклона (длина этого вектора $\sqrt{i(i+1)} = \sqrt{\frac{1}{2}(\frac{1}{2}+1)} = \sqrt{3/4}$). Выбор знака проекций для протона и нейтрона произволен. Для того чтобы не путать изоспиновое пространство с обычным, будем его оси обозначать не x, y, z , а 1, 2, 3. Как обычно, для квантовомеханического вектора определенное значение может иметь проекция изоспина лишь на одну из осей. Пусть этой осью будет ось 3. Будем считать, как это принято в физике частиц, что $(i_3)_p = +1/2$, $(i_3)_n = -1/2$ (в ядерной физике часто используют противоположный выбор).

Из зарядовой независимости ядерного (сильного) взаимодействия следует, что куда бы ни был повернут вектор изоспина, это взаимодействие не меняется, т. е. система сильновзаимодействующих частиц (в данном случае нуклонов) инвариантна относительно поворотов в изопространстве. Физический смысл имеет только третья проекция изоспина. Она связана с измеряемой величиной — зарядом.

Заряд нуклона дается выражением

$$q_N = e \left(\frac{1}{2} + i_3 \right)_N. \quad (5.7)$$

Используя факт зарядовой независимости ядерных сил, приписывают изоспины всем сильновзаимодействующим элементарным частицам и атомным ядрам (не только протону и нейтрону). Изоспиновое пространство существует только для сильного взаимодействия.

Рассмотрим понятие изоспина применительно к атомному ядру. Ядро состоит из A нуклонов (Z, N) и имеет заряд Ze , который можно представить в виде

$$Ze = \sum_{\alpha=1}^A q_{\alpha} = \sum_{\alpha=1}^A e \left(\frac{1}{2} + i_3 \right)_{\alpha} = e \left(\frac{A}{2} + I_3 \right), \quad (5.8)$$

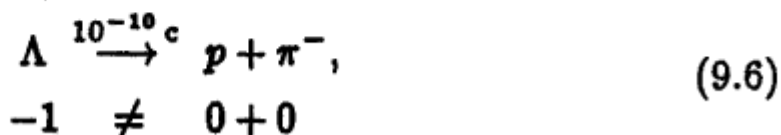
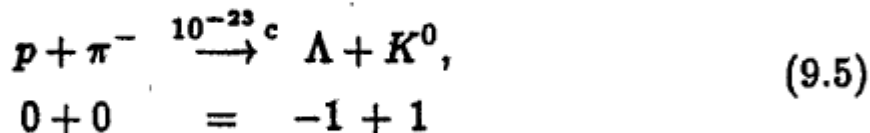
Минимальное $I = |I_3|$ (длина вектора не может быть меньше длины любой его проекции). Максимальное $I = A/2$ и отвечает всем i_{α} , направленным в одну сторону. Имеет место следующее правило (без доказательства): *изоспин ядра в основном состоянии равен $|(Z - N)/2|$, т. е.*

$$I_{gs} = |I_3| = \left| \frac{Z - N}{2} \right|. \quad (5.12)$$

Всем элементарным частицам, участвующим в сильных взаимодействиях (кваркам и адронам), можно приписать определенный изоспин i . Все эти частицы можно разбить на группы (так называемые *изомультиплеты*), состоящие из частиц с одним и тем же i , но разными проекциями изоспина i_3 . Частицы, образующие изомультиплет, ведут себя одинаково с точки зрения сильного взаимодействия и имеют приблизительно одинаковые массы (небольшие различия в массах частиц изомультиплета имеют электромагнитную природу). Все члены изомультиплета соответствуют как бы одной субатомной частице, различным образом ориентированной в изопространстве. Если известны все члены изомультиплета, то легко найти i из соотношения $2i + 1 = n$, где n — число частиц в изомультиплете (равное числу проекций вектора изоспина на ось 3). Примером изодублета являются нейтрон и протон ($i = 1/2$, $n = 2$). Примером изотриплета (группы частиц с $i = 1$) является π -мезон (π^0 , π^+ и π^-). Эти три мезона имеют близкие массы ($m_{\pi^0}c^2 = 135$ МэВ, $m_{\pi^-}c^2 = m_{\pi^+}c^2 = 140$ МэВ), одинаковые спины и четности 0^- . Все, что их отличает, кроме массы, обусловлено лишь различием в электрическом заряде (это влечет также отличие в i_3 и магнитном моменте) и других частиц с близкими (в пределах 25%) массами нет.

21. Странность. Рождение и распад странных частиц.

Квантовое число *странность* было введено в 1953 г. Гелл-Манном задолго до появления кварковой модели. Название этого квантового числа происходит от казавшегося странным поведения некоторых частиц, которые рождались только парами, а распадались по одиночке. Так, наблюдались два процесса



Первый из них — рождение частицы Λ — происходит быстро (за время $\approx 10^{-23}$ с), т. е. за счет сильного взаимодействия. Второй — распад Λ — сравнительно медленно ($\approx 10^{-10}$ с), за счет слабого взаимодействия. Важно то, что частица Λ в первой реакции появляется только в паре с другой (K^0). Распадается же Λ вполне «самостоятельно» с образованием тех же двух частиц p и π^- , столкновение которых приводит к появлению Λ совместно с K^0 . Существование двух обсуждаемых процессов можно объяснить введением нового квантового числа (*странности S*), которое равно нулю для p и π^- , -1 для Λ и $+1$ для K^0 . Если при этом предположить, что странность сохраняется в сильных взаимодействиях и не сохраняется в слабых, то процессы (9.5) и (9.6) получают объяснение (квантовые числа странности приведены под символами частиц в процессах (9.5) и (9.6)).

Появление кварковой модели свело сотни адронов к шести точечным частицам — кваркам. Кроме того, оказалось, что кварки, в отличие от адронов (например, нуклонов), описываются теми же методами квантовой теории поля, которые оказались столь эффективными в случае электромагнитного взаимодействия (КЭД). Однако ограничиться моделью кварков в той сравнительно простой форме, в которой она представлена в Лекции 9, нельзя. Так, например, возникает следующая проблема, особенно отчетливо видная при анализе кваркового состава декуплета барионов (см. рис. 9.9). В углах «треугольника» декуплета располагаются частицы $\Delta^- = ddd$, $\Delta^{++} = uuu$ и $\Omega^- = sss$, т. е. комбинации из трех тождественных кварков в одних и тех же квантовых состояниях. Действительно, их орбитальные моменты равны нулю, а спины ориентированы одинаково ($\uparrow\uparrow\uparrow$). Таким образом, имеем даже не два, а три тождественных фермиона в одном состоянии. Принцип Паули нарушен (в случае мезонов проблемы с квантовой статистикой не возникает, так как они содержат только различные кварки).

Помимо этого простая модель кварков не объясняет выделенности наблюдаемых кварковых комбинаций. Так комбинации типа qqq , $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ и $q\bar{q}$ в природе реализуются. Но все остальные возможности — нет. Так, например, не обнаружены кварковые сочетания qq , $\bar{q}\bar{q}$, $qq\bar{q}$, $q\bar{q}\bar{q}$, да и самих отдельных кварков никогда не наблюдали.

Все отмеченные трудности устраняются введением для кварков нового квантового числа, получившего название *цвет*.

Это новое квантовое число, естественно, никак не связано с обычным цветом. Смысл этого названия будет ясен из дальнейшего изложения.

Предположим, что кварки бывают трех цветов — красные (К), зеленые (З) и синие (С). Тогда, например, Δ^{++} -резонанс можно представить как комбинацию трех u -кварков в разных цветовых состояниях: $\Delta^{++} = u_x u_z u_c$ и противоречие с квантовой статистикой устраняется. Подчеркнем, что цвет для кварков вводится именно как квантовое число, как своеобразный спин, имеющий три возможные ориентации в некоем цветовом пространстве. Этот цветовой трехзначный спин, естественно, имеет совершенно другую природу, чем, например, обычный двухзначный спин кварка или электрона ($\pm 1/2\hbar$). Трехзначность цвета диктуется необходимостью восстановления принципа Паули для барионов, построенных из трех кварков одинакового аромата.

Однако нельзя ограничиться только трехзначностью цвета. Остается следующая проблема. Если $u_x u_z u_c$ — это единственный вариант Δ^{++} -резонанса, то для протона можно предложить много кандидатов, не нарушая принципа Паули: $u_x u_z d_c$, $u_x u_z d_z$, $u_c u_x d_x$ и т. д. Но существует только одно протонное состояние и нужно ввести новое квантовое число «цвет», не увеличивая число наблюдаемых состояний. Для этого постулируется, что **наблюдаемые в природе адроны абсолютно бесцветны (белые)** — в них кварки разного цвета образуют бесцветные комбинации, т. е. перемешаны равномерно. О таких цветовых

Сильное взаимодействие осуществляется обменом безмассовой электрически нейтральной частицей со спином 1, отрицательной четностью и нулевым изоспином — глюоном. Эта частица как бы «склеивает» кварки в адронах.

Испуская или поглощая глюон, кварк определенного цвета может сохранить этот цвет, или изменить цвет.

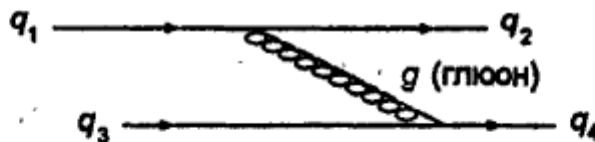


Рис. 10.2

При испускании и поглощении глюона выполняется закон сохранения цвета или цветового заряда. Таким образом, пони-

Сильное взаимодействие — это обмен глюонами, т. е. цветом. Теория, описывающая такое взаимодействие, называется квантовой хромодинамикой (КХД). КХД — это квантовая теория цветовых калибровочных полей. В КХД сила пропорциональна цветам кварков (цветовым зарядам) и равна нулю для бесцветных состояний. КХД во многом повторяет КЭД, о чем свидетельствует табл. 10.1.

23. Кварковая структура адронов. Барионы. Мезоны.

Все протяженные ($\approx 10^{-13}$ см) сильновзаимодействующие частицы (включая резонансы), называются адронами и состоят из кварков. Есть два типа адронов:

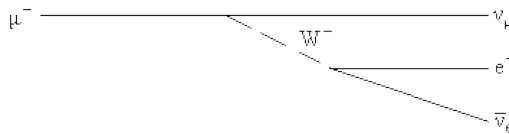
барионы — состоят из трех кварков ($q_i q_j q_k$), не обязательно разных, имеют барионное квантовое число (заряд) $B = 1$ и полуцелый спин, т. е. являются фермионами;

мезоны — состоят из кварка и антикварка ($q_i \bar{q}_j$), имеют барионный заряд $B = 0$ и целый спин, т. е. являются бозонами.

Так, протон состоит из двух u -кварков и одного d -кварка ($p = uud$), нейтрон — из двух d -кварков и одного u -кварка ($n = udd$). Протон и нейтрон — барионы. Кварковая структура π^+ - и π^- -мезонов следующая: $\pi^+ = u\bar{d}$, $\pi^- = \bar{u}d$ (черта сверху обозначает античастицу).

24. Слабые взаимодействия. Промежуточные бозоны.

В слабом взаимодействии принимают участие все лептоны и кварки, которые путем такого взаимодействия могут превращаться друг в друга. Переносчики-кванты: W^\pm и Z^0 бозоны. Эти частицы являются «виртуальными», для них не выполняется соотношение $E^2 - p^2c^2 = m^2c^4$. Массы этих частиц велики (80 ГэВ), поэтому константа слабого взаимодействия мала по сравнению с s- или e-взаимодействием. Спины этих фундаментальных бозонов равны 1. Часто слабые взаимодействия происходят с вылетом нейтрино или антинейтрино ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$), однако возможны и реакции превращения друг в друга сильно взаимодействующих частиц ($\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$). Время протекания такого процесса на 8-9 порядков больше, чем у электромагнитного и имеет порядок 10^{-11} . На диаграммах Фейнмана в узлах выполняются все дискретные законы сохранения для данного типа взаимодействия. Законы сохранения же энергии и импульса нарушаются в узлах, т.к. частица виртуальная, но выполняются в реакции в целом. Радиус слабых взаимодействий очень мал: 10^{-16} см. Нейтральный Z-бозон имеет электронный, лептонный и кварковый (основной) каналы распада. Распадается на пару частица-античастица, чаще всего на кварк-антикварк одного аромата. Нейтрино участвуют только в слабых взаимодействиях и делятся на 3 типа (аромата) по трем поколениям лептонов. В слабых взаимодействиях лептонный заряд в целом сохраняется, но эксперименты свидетельствуют о незначительных нарушениях законов сохранения (осцилляциях нейтрино). Масса нейтрино очень мала (по современным данным около 2 эВ). Также нейтрино обладает такой характеристикой как спиральность h. Если $h=+1$, то спин частицы сонаправлен с ее импульсом. Пример диаграммы Фейнмана для распада



отрицательного мюона.

В слабых взаимодействиях могут не выполняться законы сохранения аромата, изоспина, P- C- и PC-четности, но выполняется CPT-закон сохранения.

25. Слабые распады лептонов и кварков. (большая часть информации в предыдущем вопросе)

Каждое поколение лептонов имеет свой лептонный заряд, причем в распадах выполняются законы сохранения каждого из лептонных зарядов. Распад посредством W^\pm бозонов происходит в случае изменения зарядов фермионов в вершине. В процессах с обменом Z бозонами не меняются ни заряды частиц, ни кварковые квантовые числа. Примеры распадов:

-полулептонный ${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + e^- + \bar{\nu}_e$.

-лептонный $m^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_m$.

-адронный (безлептонный) $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$.

Полулептонные распады

В полулептонных распадах выполняется соотношение $\Delta Q = \Delta S$, где ΔQ , ΔS - изменение суммарного электрического заряда и странности адронов. Происхождение этого правила

связано с тем, что W^\pm -бозон заряжен. Поэтому изменение странности ΔS должно сопровождаться изменением заряда ΔQ .

Это правило разрешает распады:	и запрещает распады:
<p style="text-align: center;">$K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$</p>	<p style="text-align: center;">$K^0 \not\rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$</p>
<p style="text-align: center;">$\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}_e$</p>	<p style="text-align: center;">$\Sigma^+ \not\rightarrow n + e^+ + \nu_e$</p>
<p style="text-align: center;">$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ + e^- + \bar{\nu}_e$</p>	<p style="text-align: center;">$\Xi^0 \not\rightarrow \Sigma^- + e^+ + \nu_e$</p>

26. Пространственная инверсия. P-четность.

Волновая функция системы частиц является функцией координат этих частиц. Существует оператор пространственного отражения \hat{P} , который действует на волновую функцию следующим образом, поворачивая все оси координат на 180 градусов. $\hat{P}\psi(x,y,z) = \psi(-x,-y,-z)$. Если система инвариантна к такому преобразованию, то она характеризуется определенной четностью p . Закон сохранения пространственной четности мультипликативен. Четности всех кварков $=+1$. Оператор пространственного отражения, тем не менее, не изменяет

направление вектора орбитального момента, количества движения или спина, так как они являются аксиальными векторами. Четность системы частиц определяется как произведение собственных четностей всех частиц на -1^l , где l -сумма всех орбитальных моментов частиц (орбитальный момент относительного движения частиц).

27. Зарядовое сопряжение. Зарядовая четность. CP-инверсия.

Операция зарядового сопряжения \hat{C} определяется как операция замены всех аддитивных квантовых чисел частицы на противоположные, причем ее масса, импульс и спин не изменяются. При превращении частицы в античастицу не изменяется ее изоспин, время жизни и способ распада. Частицы, у которой все аддитивные квантовые числа равны нулю, тождественны своим античастицам и называются «истинно нейтральными». Такие частицы имеют определенное значение оператора, т.е. C-четность (положительная четность у π^0 , а отрицательная у гамма-кванта). C-четность сохраняется в сильных и ЭМ взаимодействиях и не сохраняется в слабых взаимодействиях. Для некоторых систем, подверженных распаду под посредством слабого взаимодействия, с отсутствующими C- и P-четностями характерно наличие CP-четности(например, система из трех нейтральных пионов $\pi^0\pi^0\pi^0$). Однако данные о распаде нейтрального каона K^0 на 2 пиона свидетельствует о нарушении в ряде случаев CP-четности, что, впрочем, решается введением CPT-теоремы, а у частиц, для которых она нарушаются, наблюдается слабое нарушение T-инвариантности уравнения движения.

28. Квантовая теория поля показывает, что при последовательном P- C- и T-преобразованиях мы получаем состояние системы, идентичное начальному. Это утверждение получило название CPT-теоремы. Простейшей проверкой этого утверждения является равенство масс и времен жизни частиц и античастиц.



Выполнение CPT-теоремы также свидетельствует о равновероятности протекания некоего процесса в природе и CPT-сопряженного ему процесса, где все частицы заменены на античастицы, проекции спинов и импульсов изменили знак, а начальное и конечное положения поменяны местами.

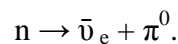
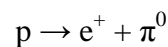
29. Фундаментальные взаимодействия. Объединение взаимодействий. Проблема нестабильности протона.

Взаимодействие частиц осуществляется за счет четырех фундаментальных взаимодействий: сильного, слабого, электромагнитного и гравитационного, каждое из которых имеет свою константу, отражающую силу взаимодействия. Однако было выяснено, что при увеличениях энергий константы взаимодействий также меняют свое значение, а именно: с ростом энергии сближаются при энергиях 10^{15} – 10^{16} ГэВ к общему значению

$$\alpha_{GU} \approx 1/40.$$

На этом основана надежда создать теорию, объединяющую сильное, электромагнитное и слабое взаимодействия. Концепции объединения этих трёх взаимодействий называют Великим Объединением. Некоторые модели полагают, что единство всех взаимодействий было возможно в момент образования вселенной.

При энергии Великого Объединения должна наблюдаться симметрия между кварками и лептонами. Кванты поля, переносящие взаимодействие между кварками и лептонами, называются X и Y-бозонами. X и Y-бозоны имеют спин $J = 1$ и дробный электрический заряд $Q(X) = +4/3$ $Q(Y) = +1/3$. Под действием X и Y-бозонов кварки превращаются в лептоны. Однако есть способы проверить модель Великого Объединения и при энергиях гораздо ниже 10^{15} ГэВ. В частности в особых условиях должны происходить распады протона и нейтрона:



Т.е. наблюдается одновременное нарушение закона сохранения барионного и лептонного чисел. Многочисленные попытки обнаружить распад протона пока не дали положительного результата. Время жизни протона по современным оценкам $t_p > 10^{32}$ лет. Протон долгое время считался абсолютно стабильной частицей, хотя для такой уверенности никогда не было серьёзных оснований, так как, по-видимому, не существует фундаментального закона физики, запрещающего его распад. Запрет распада протона (легчайшего из барионов) связан с эмпирическим законом сохранения барионного числа, однако сам этот закон не имеет глубокого теоретического обоснования — сохраняющаяся величина не связана с какой-либо пространственно-временной симметрией (в отличие, например, от закона сохранения энергии) и не имеет характера калибровочного заряда (в отличие, например, от закона сохранения электрического заряда). Следует отметить, что в случае нестабильности протонов все атомные ядра являются радиоактивными (хотя и с очень большими периодами полураспада).

30. Нуклеосинтез во Вселенной. Ядерные реакции в звездах.

Выделяются следующие этапы образования тяжелых ядер во Вселенной:

- Горение водорода, в результате этого процесса образуются ядра ${}^4\text{He}$.
- Горение гелия. В результате реакции ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$ образуются ядра ${}^{12}\text{C}$.

- α -процесс. В результате последовательного захвата α -частиц образуются ядра ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si
- e-процесс. При достижении температуры $5 \cdot 10^9$ К в звездах в условиях термодинамического равновесия протекает большое количество разнообразных реакций, в результате чего образуются атомные ядра вплоть до Fe и Ni. Ядра с $A \sim 60$ - наиболее сильно связанные атомные ядра. Поэтому на них кончается цепочка ядерных реакций синтеза, сопровождающихся выделением энергии.
- s-процесс. Ядра тяжелее Fe образуются в реакциях последовательного захвата нейтронов. Последующий β^- -распад повышает порядковый номер образующихся атомных ядер. Интервал времени между последовательными захватами нейтронов больше периодов β^- -распада.
- r-процесс. Если скорость последовательного захвата нейтронов гораздо больше скорости β^- -распада атомного ядра, то оно успевает захватить большое число нейтронов и лишь затем, в результате последовательной цепочки β^- -распадов, превращается в стабильное ядро. Обычно считается, что r-процессы происходят в результате взрывов Сверхновых.
- p-процесс. Некоторые стабильные нейтронодефицитные ядра (так называемые обойденные ядра) образуются в реакциях захвата протона, в реакциях (β^-, n) или в реакциях под действием нейтрино.
- X-процесс. Механизм образования легких ядер Li, Be, B в то время не был известен. Образовавшись в звездах, эти ядра должны были интенсивно разрушаться в реакциях под воздействием протонов. Сегодня считается, что эти ядра образуются в результате взаимодействия космических лучей с космической пылью. (Легкие ядра образуются также на дозвездной стадии эволюции Вселенной.)

31. Космические лучи. Состав и происхождение.

Различают первичные космические лучи - космические лучи до входа в атмосферу и вторичные космические лучи, образовавшиеся в результате процессов взаимодействия первичных космических лучей с атмосферой Земли. Первичные космические лучи можно разделить на Галактические (более энергитичные, но их поток очень мал) и Солнечные (менее энергитичные, но их поток довольно высок, особенно во время солнечных вспышек). Оба типа лучей в основном состоят из протонов и, в меньшей степени, ядер гелия. В результате взаимодействия с ядрами атмосферы первичные космические лучи (в основном протоны) создают большое число вторичных частиц – пионов, протонов, нейтронов, мюонов, электронов, позитронов и фотонов. Таким образом вместо одной первичной частицы возникает большое число вторичных частиц. Такой каскад покрывает большую территорию и называется широким атмосферным ливнем. В одном акте взаимодействия протон обычно теряет ~50% своей энергии, а в результате взаимодействия возникают в основном пионы. Каждое последующее взаимодействие первичной частицы добавляет в каскад новые адроны, которые летят преимущественно по направлению первичной частицы. Образующиеся пионы могут взаимодействовать с ядрами атмосферы, а могут распадаться. Адронная компонента до поверхности Земли практически не доходит, превращаясь в мюоны, нейтрино и γ -кванты.

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma,$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu},$$

Мюоны в свою очередь могут распадаться

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu},$$

Образующиеся при распаде нейтральных пионов γ -кванты вызывают каскад электронов и γ -квантов, которые в свою очередь образуют электрон-позитронные пары. Заряженные лептоны теряют энергию на ионизацию и радиационное торможение. Поверхности Земли в основном достигают релятивистские мюоны. Электронно-фотонная компонента поглощается сильнее..