

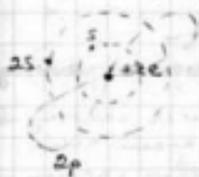
Ядерная физика

04.03
2010

I Исторические модели структуры ядра.

① Протонно-электронная модель ядра Азотона (написана)

$$R_0 = 10^{-10} \text{ см.}$$



1919. Астон. Масс - Спектрометр - измерение масс ядер.

(под. ч. 1922г.)

измер. m_p . Оказалось, что $m_p = 1836 m_e$

Оказалось, что массы всех ядер кратны m_p .

$$m\left({}_2^4\text{He}\right) = 4m_p$$

$$m\left({}_3^7\text{Li}\right) = 7m_p$$

$$m\left({}_7^{14}\text{N}\right) = 14m_p$$

т.е. масса ядра

На основе р-е модели ядро состоит из A протонов (где A - массовое число) и $A - z$ e^- -нов, (где z - заряд. v^+ e^- -на или заряд ядра)

$$q_+ = +Ae, \quad q_- = -(A-z)e, \quad \text{тогда } q_{\text{ядр}} = q_+ q_- = +Ae - (A-z)e = ze$$

тогда атом ${}^4_2\text{He}$ будет сост. из: $4p + 2e = 6$ электронов

$${}^7_3\text{Li}: 7p + 4e = 11 \text{ элект.}$$

$${}^{14}_7\text{N}: 14p + 7e = 21 \text{ элект.}$$

представление глеиса до 1925г.

1925г. - Отвержение теории Э-нов

Ученые и Physicist

~~Самостоятельно~~ ~~квантовая механика~~ атом с помощью метода вероятности

$$S_e = 1/2$$

$$S_p = 1/2$$

⇒ / с-ма, сост. из 2-х элект. масса электронов →
→ увелич. энергии
с-ма, сост. из 3-х элект. масса электронов →
→ увелич. энергии

~~квантовая механика~~

тогда газ He: - 6т. → увелич.

Li: - 11 элект. → увелич. энергии
газа

N: - 21 элект. → 10-к увелич. энергии !!!

это Азотная канальная труба.

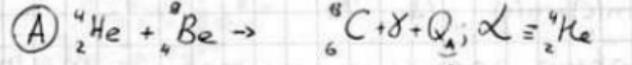
НО эксперимент
показал, что
у ${}^{14}_7\text{N}$ увелич. энергии 0н.т.

2) Опыты Бора и Бенкетта по взаимодейств.

α -частицы с экраном Опыты нейтрона

Загвоздком (1932г, и пр. 1935г) р-н ядерная эгра

α -частицы бомбардировали эгра берилля



γ - кванты
 берилля γ -квант и лептоны Q_A

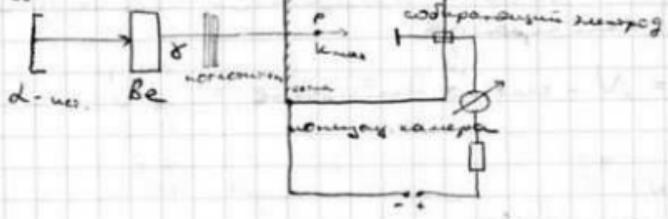
$$Q_A = [m(\text{He}) + m(\text{Be}) - m({}^6_6\text{C})] \cdot c^2 = 10,6 \text{ МэВ}$$

энергия идет на

энергия γ -кванта $E_\gamma \approx 10,6 \text{ МэВ}$

Этот же результат, был провед. оп. Бора и Бенкетта

${}^{214}_{82}\text{Po} \Rightarrow \alpha (5,3 \text{ МэВ})$



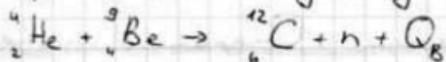
но п. 12. - эгрот конетрона

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_p c} (1 - \cos \theta)$$

но исент. гр. в. и по зн. отгаше отрег.
 начален энегр. γ -кванта, попадешего в
 кон. камеру

$E_\gamma^{\text{нач}} = 55 \text{ МэВ}$ - по Кошмону.

В) реакция по Загвеллу:



$$Q_B = [m(\text{He}) + m(\text{Be}) - m({}^{12}_6\text{C}) - m(n)] c^2 = 5,7 \text{ МэВ}$$

или по
массе нейтрона

$$K_n = Q_B \frac{m(\text{C})}{m(\text{C}) + m(n)} = \frac{12}{13} Q_B$$

2. Введем новую частицу - нейтрон с $m_n \approx m_p$.

Характеристики нейтрона:

$$m_n \approx m_p$$

$$z_n = 0$$

$$s_n = 1/2$$

Убавленно введем р-н модель ядра, в

соств. с к-рой ядро состоит из Z протонов
и $A-Z$ нейтронов,

$(A-Z) = N$ - число нейтронов

$${}^A_Z X_N$$

химич. символ

$(Z+N)$ - число нуклонов

③ Масштаб энергии, расстояний
и времени в ядерной физике. Понятие
о природе ядерных взаимодействий



→ эмпирические z_0

$$R_2 = z_0 A^{1/3}, \quad z_0 = (1,3 \div 1,5) \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

$$V_2 = \frac{4}{3} \pi R_2^3 = \frac{4}{3} \pi z_0^3 A$$

$$U_{\text{кул.}} = \frac{e e}{z_0} = \frac{(4,8 \cdot 10^{-10})^2}{1,4 \cdot 10^{-13} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \approx 1 \text{ МэВ}$$

Отталкивание между
 протонами, кулоновское

Что же мы удерживаем в ядре?

р и н удерж в ядре.

Ядерные силы притяжения, и-р-не

сильнее кулоновских на этих расст.

Ядерный потенциал Юкавы. (1935 г., н.ч. 1949.)

$$U_{\text{яг}}^{\text{max}} = -V_0 \frac{\lambda_0}{2} e^{-\frac{r}{\lambda_0}}$$

V_0 - гудина или

$$V = 50 \text{ МэВ}$$

λ_0 - const. эг. взаимодей.

$$\lambda_0 = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

)

11.03

В соотв. с прот.-нейтр. мод. ядро ядро состоит из р и н

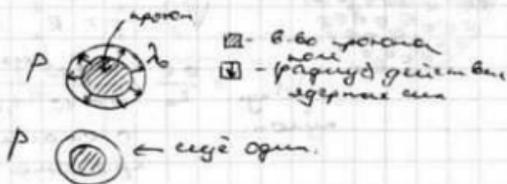
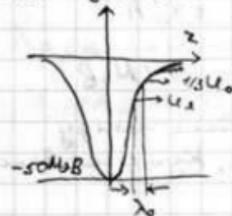
$$R_A = z_0 A^{1/3} \quad z_0 \approx 1,4 \cdot 10^{-12} \text{ см.}$$

A-массовое число = число нуклонов = $N(p) + N(n)$

$$U_A = -U_0 \frac{\lambda_0}{z} e^{-\frac{z}{\lambda_0}} \quad U_0 \approx 50 \text{ МэВ} \quad \text{число протонов и нейтронов}$$

потенциал Юкавы $\lambda_0 \approx 1,4 \cdot 10^{-12} \text{ см.}$

потенц. ядра



объем виртуальной пи-мезона Юкавы. n n действует ядерная сила протон-протон

Электромагнитное взаимодействие происходит посредством обмена виртуальными квантами ЭМ поля \equiv фотоны.

Аналогично процесс при обмене виртуальными квантами Юкавы

Принцип неопределенности Гейзенберга

Возмущение, действующее на систему в теч. время Δt вызывает в ней переходы между уровнями энергии в интервале ΔE .

С характерным временем изменения состояния система Δt связывается разброс в её энергии такой, что $\Delta E \Delta t \approx \hbar$, причём $\Delta E = m_{\text{кв}} c^2$, где $m_{\text{кв}}$ — масса квазичастицы.

В теч. время Δt частица уйдёт от источника излучения на расст. действия эквив. сил λ_0 , которая равно $\lambda_0 = \Delta t c$

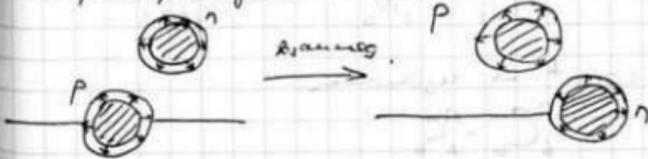
$$\Delta t = \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{m_{\text{кв}} c^2}$$

$$\lambda_0 = \frac{\hbar}{m_{\text{кв}} c^2} \cdot c = \frac{\hbar}{m_{\text{кв}} c} \quad \text{— комптоновская длина волны квазичастицы.}$$

$$m_{\text{кв}} = \frac{\hbar}{\lambda_0 c} = \frac{1,05 \cdot 10^{-27}}{1,4 \cdot 10^{-13} \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \frac{\text{кг}}{m_e}} \approx 270 m_e$$

1947г. — обнаружены частицы π -мезон: π^+ , π^0 , π^-

эти частицы определены сгорев в антинейтроне стронцием-реакции



Атом

Ядро

E-энергия

$$1 Ry = 13,6 \text{ эВ}$$

$$8 M \text{ эВ}$$

- ср. энергия связи нуклонов в ядре

Z-расстояние

$$z_1 = 0,53 \cdot 10^{-8} \text{ см}$$

1-ый Бор радиус

$$z_0 = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см} \left(10^{-13} = 1 \text{ ферми} \right)$$

$$t \approx 10^{-8} - 10^{-15} \text{ с}$$

время ЭМ взаимодействия.

$$\Delta t = \lambda_0 \cdot c = \frac{1,4 \cdot 10^{-13}}{3 \cdot 10^{10}} \approx 10^{-23} \text{ с}$$

II. Общие (статистические) свойства ядер.

4) Классификация ядер. Заряд ядра и

энерг. методы его определения.

Классификация по числу нуклонов:

$$\begin{matrix} A \\ Z \end{matrix} \times N$$

если $Z = \text{const}$, то такие ядра назыв. изотопами.

Изотопы водорода: ${}^1_1\text{H}_0$ - водород

${}^2_1\text{H}_1$ - дейтерий

${}^3_1\text{H}_2$ - тритий

Если $A = \text{const}$, то наз. изобары:

$${}^{13}_6\text{C}_7 - {}^{13}_7\text{N}_6$$

Если $N = \text{const}$ → изотоны

$${}^{12}_6\text{C}_6 - {}^{13}_7\text{C}_6$$

Классификация по массе нуклидов

Ядра бета-стабильны

лет-лет	${}^{12}_6\text{C}$	$\rightarrow 6$ в природе	162 ядра
лет-лет	${}^{13}_6\text{C}$	\rightarrow	56 ядер
лет-лет	${}^{14}_7\text{N}$	\rightarrow	52 ядра
лет-лет	${}^2_1\text{H}$	\rightarrow	5 ядер

} стабильные ядра в природе

и другие ядра

${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{11}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{50}_{22}\text{V}$

Заряд ядра и спин нуклонов его определяются

$$\frac{\Delta N}{N} = \eta \left(\frac{ze^2}{2k_e} \right)^2 \frac{\Delta \Omega}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad n. 31990$$

заряд ядра определяем по q -ле Резерфордского рассеяния частицы.

закон Малли с вез. энергия k_e -излуч.

\hookrightarrow заряд ядра

$$k \Delta k_e = 13,6 \text{ эВ} (Z-1)^2 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{2r} \right)$$

по энергии k_e -излучения ^{спаз} определяем заряд ядра.

Масса ядра

⑤ Масса ядра. Экспериментальная методика ее определения.

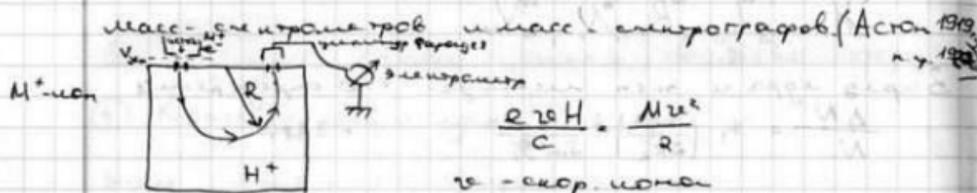
Масса ядра измер. в а.е.м.

$$1 \text{ а.е.м.} = \frac{1}{12} \text{ масса атома углерода } {}^{12}_6\text{C}$$

$$M_x = M_{\text{ат}} - Z m_e - \frac{E_{\text{св}}}{c^2}$$

энергия

Масса атомов измер. при пол.



$$\frac{e v B}{c} = \frac{M v^2}{R}$$

v - скор. иона

M - масса атома

R - радиус крив. тр. иона

$$\frac{m v^3}{2} = e V_{\text{уск}}$$

$$M = \frac{e H R}{c \sqrt{2e}}$$

$$v = \sqrt{\frac{2e V_{\text{уск}}}{M}}$$

$$M^2 = \frac{e^2 H^2 R^2}{2c^2 e V_{\text{уск}}} M$$

$$M = \frac{e H^2 R^2}{2c^2 V_{\text{уск}}}$$

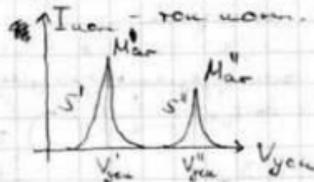
if $R = \text{const}$ - масс-спектрограф

U. движение зарядам R

$$M_{ar} = \frac{eH^2R^2}{2c^2V_{yem}}$$

В масс-спектрометре $R = const$

$$\frac{M'_{ar}}{M''_{ar}} = \frac{V'_{yem}}{V''_{yem}}$$



S-образного пог кривой - естественная распространённость данного изотопа.

Водород сост. из 3-х изотопов: 1_1H_0 , ${}^2_1H_1 = D$, ${}^3_1H_2 = T$
 1_1H_1 99,8% 2_1H_1 92% 3_1H_2 ~10⁻⁵-10⁻⁹%

изотопы гелия: 3_2He_1 , ${}^4_2He_2 = \alpha$
 3_2He_1 ~10% 4_2He_2 ~100%



масс-спектрограф $V_{yem} = const$ $R \neq const$

R_1	R_2
M_1	M_2

изотопы $Z = 49$
 ${}^{113}_{49}In$, ${}^{115}_{49}In$ → изотопы

слова
 112, 114, 116, 118, 119, 120, 121, 122, 124, 126

суперма $Z = 51$

${}^{121}_{51}Sb$, ${}^{123}_{51}Sb$

10 стандартных изотопов слова!

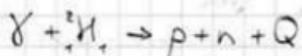
это замечательное число.

6) Масса нейтрона. Экспериментальные методы ее определения:

Масса нейтрона определена из энергии.

Баланс ядер. реакции,

Усл. реакция фотодисинтеза гелия.
 реакция (D) $\equiv {}^2\text{H}_2$



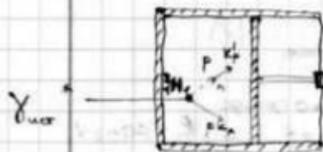
$$Q = K_p + K_n$$

$$E_\gamma + M_0 c^2 = m_p c^2 + m_n c^2 + K_p + K_n$$

$$m_n = \frac{1}{c^2} (E_\gamma + M_0 c^2 - m_p c^2 - K_p - K_n)$$

$$E_\gamma = 2,62 \text{ МэВ}$$

Усл. камера Вильсона.
 * - источник света



$$(K_p)_{\max} = K_p$$

$$K_n \approx K_p \approx 0,2 \text{ МэВ}$$

$$m_n = \frac{1}{c^2} [2,62 \text{ МэВ} + M_0 c^2 - m_p c^2 - 0,4 \text{ МэВ}]$$

$$m_n = 1,67(49) \cdot 10^{-24} \text{ г}$$

$$m_p = 1,67(26) \cdot 10^{-24} \text{ г}$$

$$m_n - m_p = 2,3 \cdot 10^{-27} \text{ г}$$

Еще можем найти в опыте

$$m_e = 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ г}$$

7) Энергия связи ядра (ΔW) — зависимость от массового числа (A) — зависимость $\frac{\Delta W}{A}$

ядро состоит из p и n

$$\Delta W = [z m_p + (A-z) m_n - M_x] c^2$$

дефект масс $\Delta M = z m_p + (A-z) m_n - M_x$

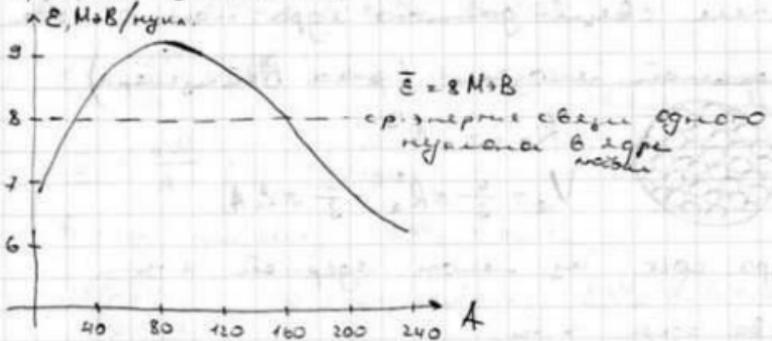
$$\Delta W (^4_2\text{He}) = 28 \text{ МэВ} \quad \epsilon (\text{He}) = 7 \text{ МэВ}$$

$$\Delta W (^{12}_6\text{C}) = 92 \text{ МэВ} \quad \epsilon (\text{C}) = 7,7 \text{ МэВ}$$

Вводимая удельная энергия связи ядра:

$$\epsilon = \frac{\Delta W}{A}$$

График зависимости:

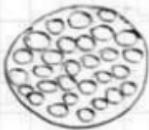


$$\bar{\epsilon} = \frac{\Delta W}{A}, \quad \Delta W = \bar{\epsilon} A = 8 A \text{ МэВ}$$

Свойства ядерных сил:

- 1) ядер. сила очень интенсивная (сильная)
- 2) $\Delta W \sim A$. У этого следует свойство насыщенных ядерных сил.

св-во насыщения ядерных сил



$$\Delta W \sim \frac{A(A-1)}{2} \sim A^2, \text{ но в самом}$$

деле $\Delta W \sim A \rightarrow$ в ядрах с в. взаимодейств. можно с близкой точностью считать, что

3) короткодействующие ядерные силы

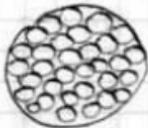
4) отсутствие зависимости энергии

связи от числа протонов в ядре при условии

говоря о зарядовой инвариантности

ядерных сил.

8) Канальная модель ядра. Вычисление энергии связи данного ядра на основе канальной модели (ф-ла Вейнзенера)



$$R_2 = r_0 A^{1/3}$$

$$V_{\text{я}} = \frac{4}{3} \pi R_2^3 = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A$$

ядро сост. из некот. ядерной м-ти.

Св-ва ядра м-ти:

плотность ~~ядра~~ нуклонов в ядерной м-ти

$$\rightarrow N_{\text{нук}} = \frac{A}{V_{\text{я}}} = \frac{A}{\frac{4}{3} \pi r_0^3 A} = \frac{1}{\frac{4}{3} \pi r_0^3} = \left\{ r_0 = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ м} \right\}$$

$$\approx 10^{21} \text{ нукл/см}^3$$

а где вода

$$N_{\text{вод}} \approx 10^{22} \text{ мол/см}^3$$

$$\rho = N_{\text{нук}} \cdot m_{\text{нук}} = 10 \frac{\text{г}}{\text{см}^3} \cdot 1,67 \cdot 10^{-24} \text{г/нук} = 10^{10} \text{г/см}^3 =$$

$$= 10^{14} \text{кг/см}^3 = 10^{27} \text{кг/м}^3 =$$

$$= 100 \text{ млн. т/см}^3$$

Вычисление энергии связи.

I-ая приближение - все нуклоны равноценны.

$$\Delta W_{\text{I}} = \alpha A$$

II-ая приближ. - учесть поверхностных сил на поверхности.

$$E_{\text{св}} = S \cdot \sigma_s$$

0914M004

$$\Delta W = [z m_p + (A-z) m_n - M_x] c^2$$

2403

$$\varepsilon = \frac{\Delta W}{A} = f(A) \text{ - нарисуем эмпирическую зависимость.}$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\Delta W}{A} = 8 \text{ МэВ/нуклон}$$

в 1-ой приближ. $\Delta W_{\text{I}} = \alpha A$



во 2-ой приближ. $\Delta W_{\text{II}} = \alpha A - S \sigma_s$

поверхн. силы
поверхн. силы

$$E_{\text{св}} = 4\pi R_x^2 \sigma_s = 4\pi \sigma_s^2 A^{2/3} \sigma_s = \beta A^{2/3}$$

$$\Delta W_{\text{II}} = \alpha A - \beta A^{2/3}$$

считаем, что все нуклоны одинаковы

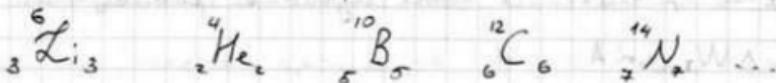
$$E_{\text{нук}} = \frac{z(z-1)}{2} E_{\text{пр}} \text{ энергия взаимодействия каждого протона. } \rightarrow$$

$$E_{pp} = \frac{6}{5} \frac{e^2}{R_s}$$

$$E_{\text{гип}} = \frac{z^2}{2} \cdot \frac{6}{5} \frac{e^2}{R_s} = \frac{3}{5} \frac{e^2}{Z_0} \frac{z^2}{A^{1/3}} = \gamma \cdot \frac{z^2}{A^{1/3}}$$

т.о. в 3-ем приближ.

$$\Delta W_{\text{II}} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \frac{z^2}{A^{1/3}}$$



наиболее выгодн. ядра - в ядре число нейтронов = числу протонов.

$$A = Z + N$$

$Z = N$ - наиболее выгодно.

$$A = 2Z$$

$$Z_{\text{выг}} = \frac{A}{2}$$

$$E_{\text{связ}} = \frac{\left(\frac{A}{2} - z\right)^2}{A} \epsilon$$

с отрицательными ϵ от z в ядре и ядрах ϵ отриц., т.е. меньше, больше.

$$\Delta W_{\text{II}} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{z^2}{A^{1/3}} - \epsilon \frac{\left(\frac{1}{2} - z\right)^2}{A}$$

$$\delta = \begin{cases} -33,5 A^{3/4} M_{\text{нп}} - \text{г.н.с. } \text{ядро-ядро-ядро} \\ 0_{\text{нп}} \text{ г.н.с. } \text{ядро-нейтрон-ядро-ядро} \\ -33,5 A^{3/4} M_{\text{нп}} \text{ г.н.с. } \text{нейтрон-нейтрон} \end{cases}$$

также для $\Delta W_{\text{II}} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{z^2}{A^{1/3}} - \epsilon \frac{\left(\frac{1}{2} - z\right)^2}{A} + \delta$

$$M_x = 2m_p + (A-2)m_n - \frac{\Delta W}{c^2} = 2m_p + (A-2)m_n - \frac{1}{c^2} \left[\alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{z^2}{A^{1/3}} - \epsilon \frac{\left(\frac{1}{2} - z\right)^2}{A} + \delta \right]$$

теперь можем опр-ть значение наших констант

$$\alpha = 14 \text{ МэВ}$$

$$\beta = 13 \text{ МэВ}$$

$$\gamma = 975 \text{ МэВ}$$

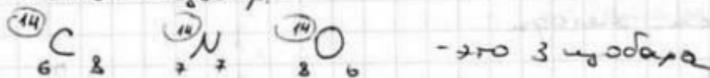
$$\varepsilon = 100 \text{ МэВ}$$

Эти const исчисляются масс ядер, когда их число чисел равно числу.

Можно также опр-ть стабильный изотоп

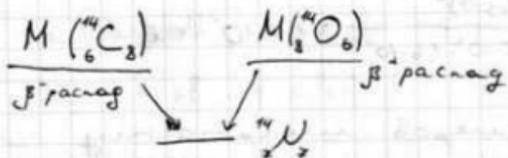
⑨ Вычисление стабильного изотопа

$A = \text{const}$ - изотоп.



какой изотоп стабильней?

Масса и-рото минимальна.



$$\frac{\partial M_z}{\partial z} = 0$$

но - рундковские числа произвольны:

тогда $m_p - m_n - \frac{1}{c^2} \left[-\frac{2\sigma z}{A^{1/3}} + \varepsilon^2 \frac{(\frac{A}{2} - z)}{A} \right] = 0$

$$-\frac{\sigma z}{A^{1/3}} + \frac{\varepsilon}{2} - \frac{\varepsilon z}{A} = 0$$

$$z_{cr} \left(\frac{\delta}{A^{1/3}} + \frac{\epsilon}{A} \right) = \frac{\epsilon}{2}$$

$$z_{cr} = \frac{A}{2 + \frac{2\delta}{\epsilon} A^{2/3}} = \frac{A}{2 + 0,015 A^{2/3}}$$

$$z_{cr} = \frac{64}{2 + 0,015 \cdot 64^{2/3}} = 30$$

если учт., что $m_p \neq m_n$, то $z = 2,9197$

решим задачу
с том $g_0 m_p = m_n$.

где цуобара 64 Z_n салин сабинотом

Важные $\rightarrow R_n$

За радиус ядра или
радиус ядерной материи или
радиус действии ядер. сил

$$z_0 = (1,2 \div 1,5) \text{ Ферми.}$$

Рассм. методы:

1) анализ полуэмпирической ф-лы Вейцера

Кулон. энерг. конст. $\gamma = \frac{3}{5} \frac{e^2}{z_0}$

$$\gamma = 0,75 M \rightarrow B$$

$$z_0 = \frac{3e^2}{5\gamma} = \frac{3(4,8 \cdot 10^{-10})^2}{5 \cdot 0,75 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Определение размеров микрогальны

2) анализ рассеяния быстрых

нейтронов на ядрах

исп. нейтроны с мин. $\gamma_n = (14 \div 25) M \rightarrow B$

(10)
 (определение)
 радиуса
 ядер.





d - шаг между элементами ослабления

$$L = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i} \cdot n_i$$

сумма ослабляющих элементов

$$N = N_0 e^{-Lx}$$

$Z_0 = \pi R_e^2$ по дисперсии Fraunhofer

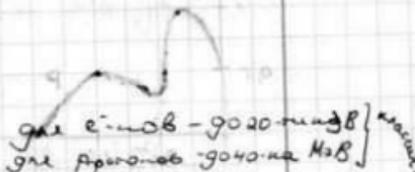
$$L = \frac{\ln \frac{N_0}{N}}{x}$$

$$2\pi R_e^2 n = \frac{\ln \frac{N_0}{N}}{x}$$

$$R_e = \sqrt{\frac{\ln \frac{N_0}{N}}{2\pi n x}}$$

$$\lambda_n = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_k n}}$$

$$\lambda_n \sim R_e$$



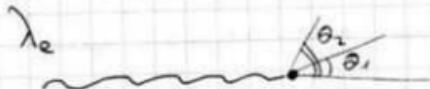
$$Z_0 = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

3) ^{вместо этого} многократное рассеяние ультра-релятивистических e^- - e^-

~~взаимодействие~~ ~~свободных~~ в этих экспериментах $\sigma_p \approx R_e$

$$E_e = 1 \sqrt{3} \text{ В} = 1 \cdot 10^9 \text{ В}$$

Дифракция e^- - e^- на sp - sp



$$d \sin \theta_n = n \lambda$$

где d - шаг между элементами

$$d \sin \theta_n = n \lambda_e$$

$$\lambda_e = \frac{hc}{E_e} \approx 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

$$\sin \theta_1 \approx \theta_1$$

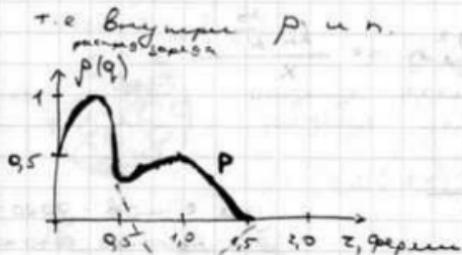
$$\sin \theta_2 \approx \theta_2$$

$$\boxed{R_2 \approx \frac{n \lambda_e}{\theta_n}}$$

$$z_0 \approx 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

4) определение радиуса ядра из ф-лы Гейгера-Ноттона

(12) Распределение зарядов внутри нуклонов.



где протона

ρ - положительн. заряды, керн. + кол-во зарядов керн. керн.

n - отрицател. заряды, керн. + отрицат. заряды керн. керн.

2) Смена и название магн. эфф. Сверхтонка

25.03

расщепление спектров линии излучения атома.

Na $3s + 4s + 5s_n$

3p: $l=1$
 $s = 1/2$

\vec{L} - орбиталь. момент
 \vec{S} - спиновый момент



$\vec{j} = \vec{L} + \vec{S}$

$|\vec{L}| = \sqrt{l(l+1)} \hbar$

$|\vec{S}| = \sqrt{s(s+1)} \hbar$

$|\vec{j}| = \sqrt{j(j+1)} \hbar$

$|l-s| \leq j \leq l+s$

3p: Na $j = 1/2, 3/2$

векторы \vec{L} совв. с осью \vec{M}_L

$\vec{L} \Rightarrow \vec{M}_L \parallel \vec{L}$

$\vec{S} \Rightarrow \vec{M}_S \parallel \vec{S}$

$M_L = \frac{e\hbar}{2m_e c} \sqrt{l(l+1)}$
 $M_S = 2 \frac{e\hbar}{2m_e c} \sqrt{s(s+1)}$

векторы \vec{j} выгн с осью \vec{M}_j

$\vec{j} \Rightarrow \vec{M}_j, M_j = g \frac{e\hbar}{2m_e c} \sqrt{j(j+1)}$

$M_j = \mu_B$ - ср. магн. поле, $\cos \theta$ - накл. в осн. эфф.

$\vec{H}_e = -a \frac{\vec{j}}{|\vec{j}|}$

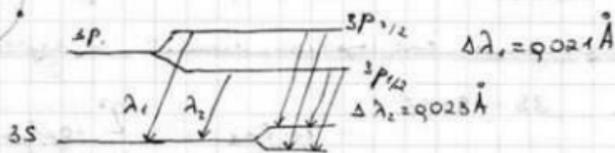
эф. измер. аномального магнетизма -

магнетон Бора

$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}$ - эф. измер. аном. магнетизма



He - неустойчивый атом - α, отч. иониз. атом на згр.



Na

Лайман 1929. объяснение сверхтонкого расщепления на уровне шпиня у згра

$$3S\text{-сост.} : l=0, s=1/2$$

$$\text{кв. число } j \text{ от: } |l-s| \leq j \leq l+s$$

$$j = 1/2 \Rightarrow \vec{j} \text{ совпадает с осью } z$$

\vec{I} - вектор шпиня згра

$$\vec{F} = \vec{j} + \vec{I}$$

$$\vec{j} = \vec{F}$$

→ квант. число шпиня

$\vec{I} \Rightarrow I$ - квант. число шпиня згра, $|\vec{I}| = \sqrt{I(I+1)} \hbar$

$\vec{F} \Rightarrow F$ - кв. число полного шпиня згра

$$|j-I| \leq F \leq |j+I|$$

$$|\vec{F}| = \sqrt{F(F+1)} \hbar$$

$$\text{Na: } j = 1/2, \quad |I - 1/2| \leq F \leq I + 1/2$$

$$F_1 = I + 1/2$$

$$F_2 = I - 1/2$$

$$F_1 = I + 1/2$$

$$F_2 = I - 1/2$$

нагрузку из этого вект., в т.т. вект. \vec{I} будет
соответ. $\vec{I} \Rightarrow \vec{\mu}_z$ - магн. момент ядра

наличие маг. момента приводит к наличию маг. момента

в соопе с ур. II запишем:

$$\vec{\mu}_z = \gamma \frac{\vec{I}}{|\vec{I}|}$$

γ - вычисляет единицу угл. ядерного магнетизма

μ_N - ядерный магнетон (кэр)

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c}, \text{ где } m_p - \text{масса протона.}$$

выражение для энергии сверхтонкого

расщепл.:

$$E_{\text{свт.}} = -(\underbrace{\vec{\mu}_z}_{\text{маг. момент ядра}} \cdot \underbrace{\vec{H}_z}_{\text{магн. поле ядра}}) = \gamma a \frac{(\vec{I} \cdot \vec{I})}{|\vec{I}| |\vec{I}|}$$

13) Во вселиение энергии сверхпроводящего
расуеиения. Снмпанонические
метода определения сннов ²гср.

$$E_{св.} = \hbar \omega \frac{(\vec{j} \cdot \vec{I})}{|\vec{j}| |\vec{I}|}; \quad \vec{F} = \vec{j} + \vec{I}, \quad \vec{F}^2 = \vec{j}^2 + \vec{I}^2 + 2(\vec{j} \cdot \vec{I})$$

$$(\vec{j} \cdot \vec{I}) = \frac{1}{2} [F(F+1)\hbar^2 - j(j+1)\hbar^2 - I(I+1)\hbar^2]$$

$$E_{св.} = \frac{\hbar \omega}{2} \frac{[F(F+1) - j(j+1) - I(I+1)]}{\sqrt{j(j+1)I(I+1)}}$$

набор а

$$a) \quad j = 1/2, \quad I = 3/2, \quad \text{Eвб}$$

$$|j-I| \leq F \leq j+I, \quad F = 1, 2$$

$$\text{набор б) } j = 3/2, \quad I = 1$$

$$1/2 \leq F \leq 5/2, \quad F = 1/2, 3/2, 5/2$$

число ^{св. квантов} расуеиений определяется

числом значений F

$$a \rightarrow N_F = 2(2j+1)$$

$$б \rightarrow N_F = (2I+1)$$

1) число значений F определяется $(2j+1)$,
 если $j < I$

2) - " - $(2I+1)$, если $I < j$.

1) 1-ый метод определения числа звеньев: если $I < j$, то число звеньев из числа компонентов сверхмоного расщепления.

$$N_{рас} = N_F = (2I + 1) =$$

$$\text{тогда } I = \frac{N_F - 1}{2}$$

2) метод определ. ч. зв. - из соотношения интервалов сверхмоного расщепления.

$$\Delta E_{св.} = E_{св.}(F) - E_{св.}(F-1) = \frac{3\alpha F}{\sqrt{j(j+1)I(I+1)}}$$

$$\Delta E(F) : \Delta E(F-1) : \Delta E(F-2) : \dots = F : (F-1) : (F-2) : \dots$$

соотношение.

3) из соотношения уменьшения компонентов сверхмоного расщепления.

$$\left. \begin{array}{l} \frac{N_1 \sqrt{N_2}}{F_1} \\ \frac{N_2 \sqrt{N_1}}{F_2} \end{array} \right\} F_1 > F_2 \quad N_1 \text{ и } N_2 - \text{уменьшение}$$

уменьшения компонента от-ся стороны.

весом соотношения, в n-рсе разл. период

(2F+1) - стороны. вес соотношения.

На : $F_1 = I + 1/2$

$F_2 = I - 1/2$

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{(2F_1+1)}{(2F_2+1)} = \frac{2(I+1/2)+1}{2(I-1/2)+1} = \frac{I+1}{I}$$

тогда $I = 1/2$ - к.т. центра зв. = 1, 7 (3 экз.)

3103 (14) Система единиц и констант

использования ядер. Одноименная система

Универсальная

Элементарная частица

электрон $S_e = \frac{1}{2}$

m_e - масса e^-

m_p - масса p

протон $S_p = \frac{1}{2} = I_p$

нейтрон $I_n = S_n = \frac{1}{2}$

$$\mu_{\pi} = \frac{e\hbar}{2m_e c}$$

$$M_{\pi} = 1 \mu_{\pi}$$

$$\mu_{\mu} = \frac{e\hbar}{2m_p c}$$

$$M_{\pi}(p) = 2,79 \mu_{\mu}$$

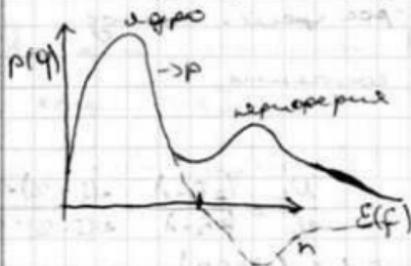
$$M_{\pi}(n) = -1,91 \mu_{\mu} \leftarrow \text{связанное}$$

электрон - истинно элементарная частица

протон и нейтрон - другие элементарные частицы

$$M_{\pi}(p) = +2,79 \mu_{\mu}$$

$$M_{\pi}(n) = -1,91 \mu_{\mu}$$



ядра	P	n	${}^2_1\text{H}_1$	${}^3_1\text{H}_2$	${}^3_2\text{H}_1$	${}^4_2\text{He}_2$	${}^6_3\text{Li}_3$	${}^{12}_6\text{C}_6$	${}^{13}_7\text{C}_6$
$I(\hbar)$	$1/2^+$	$1/2^+$	1^+	$1/2^+$	$1/2^+$	0^+	1^+	0	$1/2^-$
$M_{\pm}(\mu_n)$	2,79	-1,91	+0,86	+2,86	-2,03	0	+0,8	0	-1,07 +0,2

работает от н.
модель Швингера

Эмпирич. правила:

- 1) ядра с чётным A имеют четный спин.
- 2) ядра с нечётн. A имеют полуцелый спин
- 3) нейтрон и протон в ядре распол.

мажорит обр., что их спины складываются,
а мажорит. маж-ты вычитаются

$$M_{\pm} = M_{\pm}(p) + M_{\pm}(n) \quad I(p) + I(n) = I$$

$M_s \Rightarrow$ обусл. спиновым движением

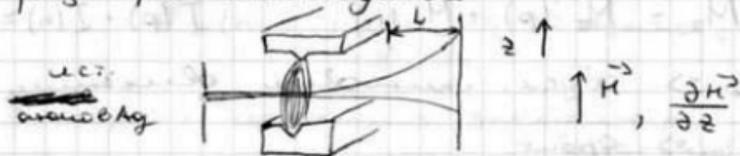
$M_e \Rightarrow$ орбит

$M_{\pm} \Rightarrow$ спин ядра

15) Магнитные методы измерения магн. поле ядер. Метод Штерна и Герлаха (1949г.)

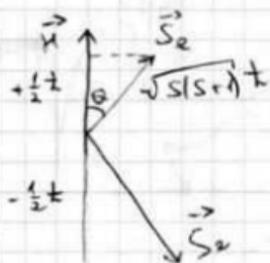
Метод Штерна и Герл. закл. в измерении величины ориентации нулевой частицы, облад. магн. мом-том при движении их в неоднородном магн. поле (слабо неоднородный магн. поле - это поле, при к-ром неоднородность проявл. на расст.

размеров магн. диктисе



лучи атомов раздваивался

$$F = - \left(\int \vec{\mu}_{at} \frac{\partial \vec{H}}{\partial z} \right) = -\mu_{at} \frac{\partial H}{\partial z} \cos \left(\vec{\mu}_{at}, \frac{\partial \vec{H}}{\partial z} \right)$$



$$S_z = \frac{1}{2}, \quad M_s = \pm \frac{1}{2}$$

$$\cos \left(\vec{\mu}_{at}, \frac{\partial \vec{H}}{\partial z} \right) = \cos \theta = \frac{m_s \hbar}{\sqrt{S(S+1)} \hbar}$$

$$F = -\mu_{at} \frac{\partial H}{\partial z} \frac{M_s}{\sqrt{S(S+1)}}$$

μ_0 - магн. мом-т атом.

$$\Delta z \sim \sqrt[3]{F L (L - \frac{L}{2})} \sim \mu_0, M_S$$

$$M_S = \pm \frac{1}{2}$$

$$F_1 = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial z} \frac{1/2}{\sqrt{S(S+1)}} \quad \mu_0 \sim \mu_B$$

$$F_2 = +\mu_0 \frac{\partial H}{\partial z} \frac{1/2}{\sqrt{S(S+1)}}$$

экср. $\frac{\partial H}{\partial z} \approx \omega^2 \frac{\dots}{\text{см}}$

$$\delta z = 0,04 \text{ см}$$

теперь этот элемент, но где края

$$\mu_z \sim \mu_B = \frac{1}{2000} \mu_B$$

$$\delta z \sim 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$$

$$\mu_z(p) \sim 2,9 \mu_B$$

не работ. где изм. магн. мом-тов ядер.

Ⓟ Магнитные методы измерен. ММЯ

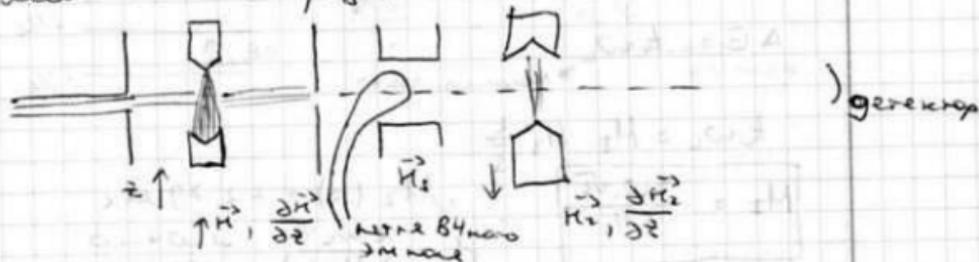
Метод Раби - метод резонанса (магн.) =

= радиотехнический метод (к.р. 1944)

Метод закл. в измерении частоты

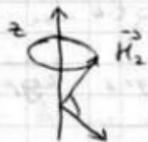
перориентации спина \vec{I} и магн.

мом-та \vec{M}_z резонансом ВЧ ЭМ волн



Аналогично \rightarrow 2 луча \rightarrow Вектор. 1 квант \rightarrow
 \rightarrow 2 кванта \rightarrow отклонение в одну сторону
 и напр. на детектор.

Вид. магн. с ω/\hbar квант, напр.
 \vec{I}, \vec{M}_I преобразовываются



можно перевернуть, увеличив
 частоту

В поле однород. магн. н.

$$\text{энергия } E_{\text{маг}} = -(\vec{M}_I \cdot \vec{H}_S) = -M_I H_S \cos(\vec{M}_I, \vec{H}_S)$$

$$\cos \theta = \frac{M_I}{\sqrt{I(I+1)}} = \cos(\vec{M}_I, \vec{H}_S)$$

$$E_{\text{маг}} = -M_I H_S \frac{M_I}{\sqrt{I(I+1)}}$$

$$|E_{\text{маг}}| = |E_{\text{маг}}(M_I) - E_{\text{маг}}(M_I - 1)| =$$

$$= M_I H_S \frac{1}{\sqrt{I(I+1)}}$$

$$P: \Delta E_{\text{маг}} = M_I H_S \frac{2}{\sqrt{3}}$$

$$\Delta E = \pm \omega_L \rightarrow \text{напр. напр. вект.}$$

$$\frac{\Delta E_{\text{маг}}}{\hbar} \begin{matrix} +1/2 \\ -1/2 \end{matrix}$$

$$\pm \omega_L = M_I H_S \frac{2}{\sqrt{3}}$$

$$M_I = \frac{\pm \omega_L \sqrt{3}}{2 H_S}$$

$$M_I(\rho) = +2,79 \mu_N$$

$$H_S = \frac{\pm \omega_L \sqrt{3}}{2 M_I(\rho)}$$

МО + МО
 из пер.

неоднор.

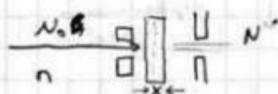
магн. поле

17) Изменение магнитного момента нейтрона ($\mu_n = -1,91 \mu_N$)

невозм. сформировать тонкий пучок нейтронов.

Три измер. μ_n исп. завис-ть от рассеяния нейтронов на ядрах в завис от

всильной ориентации магн. мом-тов нейтрона и ядра

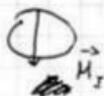
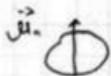


$$N = N_0 e^{-\mu x}$$

$\mu = \sigma \cdot \vec{H}$
 σ - сечение рассеяния
 исп. во ядре
 на ядре ядра
 рассеяния

$[\mu] = \text{см}^{-2}$ - констант. рассеяния

σ - сечение рассеяния для поляризованных и не ядра $\sigma = \sigma_0$



$$\sigma_{\uparrow\uparrow} = \sigma_0 + \Delta\sigma$$

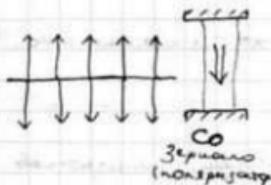
паралельно.

$$\sigma_{\downarrow\downarrow} = \sigma_0 - \Delta\sigma$$

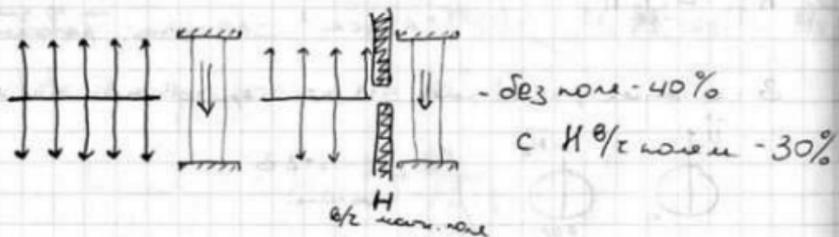
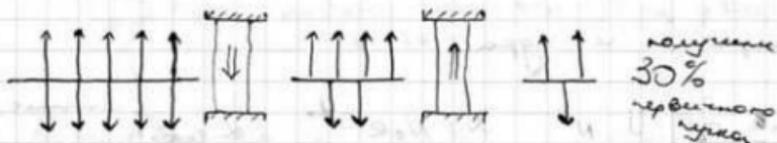
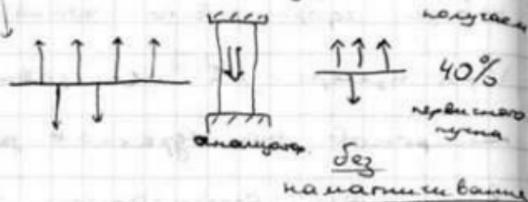
антипаралельно.

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = 0,1 - 10\%$$

эффект заметен.



Ориентируем магн. поле - по оси Oz , за ним ориентир и магн. поле - по оси Ox .



$$E_{\text{маг}} = -\mu_n H \frac{m_z}{\sqrt{I(I+1)}}$$

$$n: \Delta E_{\text{маг}} = \mu_n H \frac{2}{\sqrt{3}}$$

$$\Delta E_{\text{маг}} = k\omega_i$$

$$k\omega = \mu_n H \frac{2}{\sqrt{3}}$$

$$\mu_n = \frac{k\omega\sqrt{3}}{2H}$$

$$\mu_n = -1,91 \mu_B$$

18) Решением волн. ф-ции, описывающих
атом.

Эдро может характеризоваться

$\Psi(x, y, z)$ является решением ур-ия Шр.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U(r)\Psi(x, y, z) = E\Psi$$

$$W = \int_V |\Psi(x, y, z)|^2 dV$$

$$\int_V |\Psi(x, y, z)|^2 dV = \int_V |\Psi(-x, -y, -z)|^2 dV$$

$$|\Psi(-x, -y, -z)|^2 = |\Psi(x, y, z)|^2$$

$$\Psi(-x, -y, -z) = \pm \Psi(x, y, z)$$

чётная и нечётн. волн. ф-ция

Введём оп-р чётности $\hat{\Pi} = \pm 1$

$$\Psi(z, \pi - \theta, \pi + \varphi) = \pm \Psi(z, \theta, \varphi)$$

Волн. ф-ция сложн. с-мы невязанног.

частиц:

с-ма сост. из 2-х частей - А и В:

$$\Psi_{A+B} = \Psi_A \Psi_B \Psi_C \Psi_D$$

↓
внутр. волн. ф-ция
частиц,
сост. гами. с-мы

- волн. ф-ция этой с-мы

Волн. ф-ция, опис.
движение частиц
А и В отн. центра
масс с-мы.

он, \prod_{A+B} c-мис $A+B$:

$$\prod_{A+B} = \prod_A \prod_B \prod_{EA} \prod_{EB}$$

\prod_A, \prod_B - содърж. рѣтн. запису.
(внутренние)

\prod_{EA}, \prod_{EB} - рѣтн. еден. φ -функции и
одномерного гвездене.

$$\Psi(z, \theta, \varphi) = R_{n, e} P_{e, m}^{me} (\cos \theta) e^{ime\varphi}$$

красно. нумериране Δz $\Delta \varphi$

$$P_e^{me} = (\sin \theta)^{|me|} \sum_{i=0}^{c-|me|} a_i (\cos \theta)^i$$

$$\left. \begin{array}{l} z \rightarrow z \\ \theta \rightarrow \pi - \theta \\ \varphi \rightarrow \pi + \varphi \end{array} \right\} \begin{array}{l} P_e^{me} (\cos(\pi - \theta)) = (-1)^{e-|me|} P_e^{me} (\cos \theta) \\ e^{ime(\pi + \varphi)} = e^{ime\pi} \cdot e^{ime\varphi} = (-1)^{me} e^{ime\varphi} \end{array}$$

$$\Psi(z, \pi - \theta, \pi + \varphi) = (-1)^{e-|me|} (-1)^{me} \Psi(z, \theta, \varphi) = (-1)^e \Psi(z, \theta, \varphi)$$

Внутренние рѣтн. относ. протона и
нейтрона нумериране z (+1)

Смен и рѣтн. относ. в.е.н. φ -функци, оис.

ганда еост., ноз. характерна едрас

I^{π} рѣтн. \rightarrow рѣтн. $+ \rightarrow$
смен \rightarrow смен $= 1$

вспомогательная табличка :-)

$$p \rightarrow 1/2^+$$

⊕ - где p

⊕ - где не

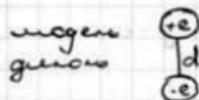
(n. 35, 36)

19) Форма ядра Дипольной и

квадрупольной электрической модели

ядра

дипольн. мом-т ядра



$$D = ed$$



→ протонная
масса

→ нейтронная
масса

эта модель была сдвинута.

$$D_e = 0$$

электрической

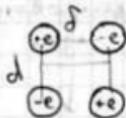
дипольной

мом-т ядра

в осн. состоянии

это важно!

Квадрупольной эл. мом-т ядра



$$Q = 2edd^2$$

- квадр. мом-т

цар. в Барнах ($d = 10^{-14}$ см)

электрич. и квадруп. мом-т - это мера

сильности распределения зарядов в ядре

они сферически симметричны.

это тензор с 9-тью компонентами

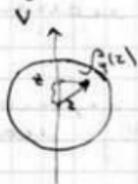
Два типа квадратур моментов:

1) собствен. кв. момент Q_0

2) неподвижной кв. момент Q_H

собств. квадр.
момент
это квадрат
кв. момент
на \vec{I}

$$Q_0 = \int_V (3z^2 - z^2) \rho_q(z) dV$$



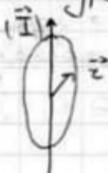
$$z^2 = x^2 + y^2 + z^2$$

где $3z^2$ - объём

$$\bar{z}^2 = 3z^2, \quad x=y=z$$

$$Q_0 = 0$$

если z больше

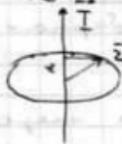


$$\bar{z}^2 < 3z^2$$

$Q_0 > 0$ - вытянутой
эллипсоид вращения

↑
деформированные
эллипсоиды

если z меньше



$$\bar{z}^2 > 3z^2$$

$Q_0 < 0$ - сплюснутый эллипсоид
вращения

ρ_q - плотн. заряда

$$Q_0 = \int (3z^2 - z^2) \rho_q(z) dz$$

$z \rightarrow r \rightarrow$ объём

$$dz \Rightarrow \rho_q(z) dz$$

Значение квадратов моментов核电. ядер:

квадр. мом. - измер. в барнах $1\text{б} = 10^{-28}\text{см}^2$

$Q_0(^2\text{H}_1) = +0,0028\text{б}$

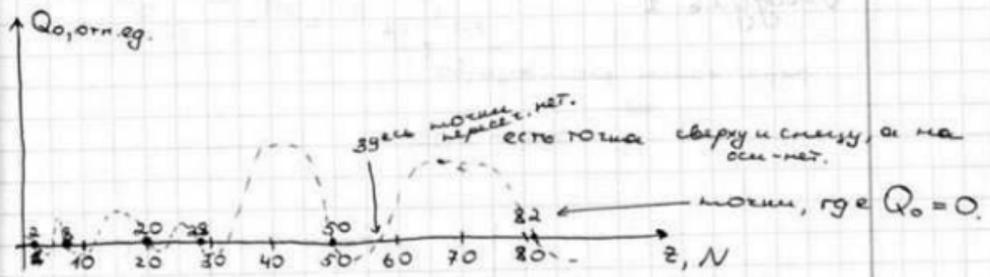
$^{17}\text{O}_8 = -0,027\text{б}$

$^{27}\text{Al}_{14} = +0,149\text{б}$

$^{63}\text{Cu}_{32} = -0,16\text{б}$

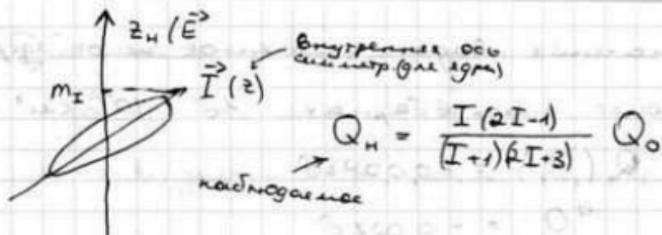
$^{135}\text{La}_{78} = +5,9\text{б}$

↓
Лантан



2, 8, 20, 50, 82, 126 - Магические числа
28 - полу магическое число.

Это проявление оболочечной структуры ядра. Закон оболочки обл. о-евого квадр. мом. - т.к.



если $z_{gr} = 0$, то и

$$I=0 \quad Q_0=0, \quad \text{и} \quad Q_H=0$$

$$I=1/2 \quad Q_0 \neq 0, \quad Q_H=0.$$

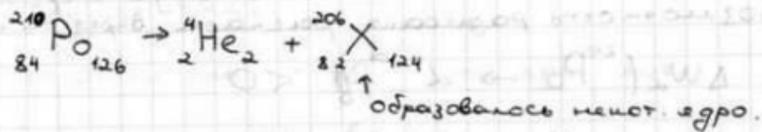
Модуль 1

III Динамические св-ва ядер. Радиоактивность.

Радиоактивность - способн. некот. ядер к самаразванию. превращению в другие ядра с испусканием α - и β -частиц

20) Возможна ли радиоактивн. распада и его законы (α -превращение)

В природе есть радиоакт. ядра, напр. $^{210}_{84}\text{Po}$ - полоний



206 - это $^{206}_{82}\text{Pb}_{124}$

смотрим на кривую $E(A)$ - п. 7

из нее видно, что $E(\text{X}) < E(\text{Y})$

$$E(\text{Pb}) = 6,5 \text{ МэВ}$$

т.е. для удаления 1-ого нукл. необх. 6,5 МэВ.

а для удален. 4-х нуклонов, составляющих

ядро He, необх. $6,5 \cdot 4 = 26 \text{ МэВ}$

$$K_{\alpha} = 5,5 \text{ МэВ}$$

04071003 -
Варсола

энергия св. ядра Be :

$$\Delta W({}_4^9Be_5) = 58 \text{ МэВ}$$

$$\Delta W({}_4^9Be_5 \rightarrow 4p, 5n) = 58 \text{ МэВ}$$

энергия, которая нужна, чтобы разорвать ядро на 4 пр и 5 н.

Однако, можно разорвать на группы частиц:

$$\Delta W({}_4^9Be_5 \rightarrow 2\alpha + n) = 2 \text{ МэВ}$$

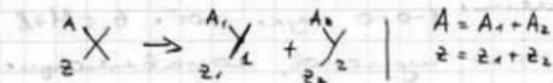
α -распада - типом свей, делен на себе
Возможность разорвать распада опред так:

$$\Delta W_\alpha({}_{84}^{210}Po \rightarrow 2, {}_{82}^{206}Pb) < 0$$

$$\Delta W_\alpha = [M_\alpha(Pb) + M_\alpha(\alpha) - M_\alpha(Po)] c^2 < 0$$

$$M_\alpha(Po) > M_\alpha(Pb) + m_\alpha$$

Масса исходного ядра больше
суммы масс продуктов α -распада.



$$\Delta W_{gen} = [M_\alpha(A_1, Z_1) + M_\alpha(A_2, Z_2) - M_\alpha(A, Z)] c^2 < 0$$

таким обр., где много ядер трансурановых элементов.

Закон радиоакт. распада (имеет статистич. характер)



образцу, сост. из N радиоакт. ядер.

за время dt распадутся dN ядер.

λ - константа радиоактивн. распада.

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad \text{закон радиоакт. распада}$$

N - кол-во ядер, к-рые остались по прошеств. времени t

t - текущее время

λ - вероятностная х-ка распада ядер.

N_0 - первонач. кол-во ядер.

Среднее время жизни τ данного ядра - это время, в лет. к-рого кол-во радиоакт. ядер уменьшается в 2 раза.

$$\frac{N}{N_0} = \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} = e^{-\lambda \tau} \quad ; \quad \tau = \frac{1}{\lambda}$$

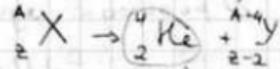
Период полураспада ядер $T_{1/2}$ - это время, в лет. к-рого кол-во радиоакт. ядер уменьшается в 2 раза.

$$\frac{N}{N_0} = \frac{1}{2} ; \quad \text{т.о. } \frac{1}{2} = e^{-\lambda T_{1/2}}, \text{ т.е. } T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

215.04 2) α -распад. Энергия α -распада

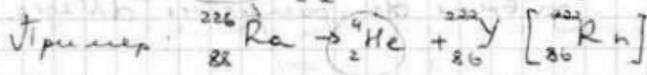
обозначим
э-м
радиус

1) Радиусы α -распада



число нуклонов сохр.

(Q)



радон

α

2) Энергетическая выгода α -распада

$$\Delta W_\alpha = [M_\alpha(A-4, Z-2) + M_\alpha({}^4_2 \text{He}) - M_\alpha(A, Z)] c^2 < 0$$

3) энергия α -распада $E_\alpha = |\Delta W_\alpha| =$

$$= [M_\alpha(A, Z) - M_\alpha(A-4, Z-2) - M_\alpha({}^4_2 \text{He})] c^2$$

распадающееся ядро наз. материнским

получившееся - дочерним

4) кинетическая энергия α -распада

$$E_\alpha = K_\alpha + K_\alpha$$

кинетическая энергия

$$|\vec{p}_\alpha| = |\vec{p}_\alpha|$$

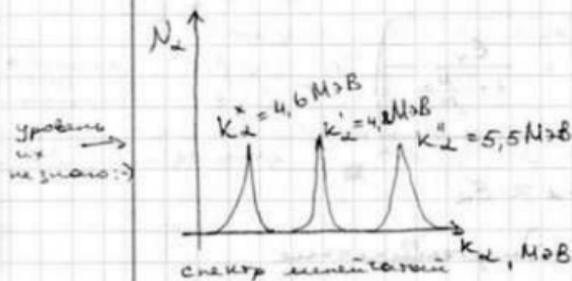
$$M_\alpha v_\alpha = M_\alpha v_\alpha, \text{ масса}$$

$$\frac{(M_\alpha v_\alpha)^2}{2} = \frac{(M_\alpha v_\alpha)^2}{2}$$

$$M_\alpha v_\alpha = M_\alpha v_\alpha$$

$$v_\alpha = \frac{M_\alpha}{M_\alpha} v_\alpha$$

Энергетический спектр α -частицы



различного - из-за диспер. поглощения α -частиц и принципа неопределенности Гейзенберга

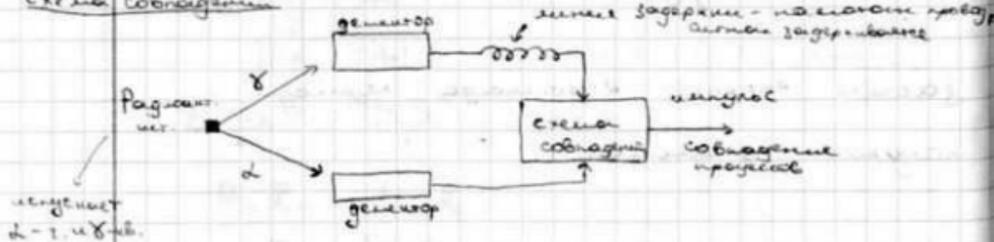
2 линии нам уже известны: K_{α}^I и K_{α}^II

еще одна - из-за возмущения возбужд.

состояние R_n K_{α}^III

Для доказательства этих последовательных переходов $K_{\alpha}^I (4,6 \text{ MeV}) \rightarrow \gamma (0,2 \text{ MeV})$ использовалась схема совпадений, разработанная Боме (н. пр. 1954 г.)

Схема совпадений



$$D_{\alpha} = e^{-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2m_{\alpha} [\frac{3e^2}{2} - E_{\alpha}]} dz} = e^{-2g\gamma}$$

$$g = \frac{R_{\alpha} \sqrt{2m_{\alpha} B}}{\hbar}$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{B}{R_{\alpha}}} \arccos \sqrt{\frac{R_{\alpha}}{B}} - \sqrt{1 - \frac{R_{\alpha}}{B}}$$

$$B \gg R_{\alpha}$$

даже

можно вычислить приближенно:

$$\gamma = \sqrt{\frac{B}{R_{\alpha}}} \arccos \sqrt{\frac{R_{\alpha}}{B}} - 1 =$$

$$= \sqrt{\frac{B}{R_{\alpha}}} \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin \sqrt{\frac{R_{\alpha}}{B}} \right] - 1 =$$

$$= \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{B}{R_{\alpha}}} - 1 \approx \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{B}{R_{\alpha}}}$$

$$D_{\alpha} = e^{-2 \cdot \frac{R_{\alpha} \sqrt{2m_{\alpha} B}}{\hbar} \cdot \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{B}{R_{\alpha}}}} =$$

$$= e^{-\frac{R_{\alpha} B \sqrt{2m_{\alpha}} \pi}{\hbar} \cdot \frac{1}{\sqrt{R_{\alpha}}}} = e^{-\frac{2\pi e^2}{\hbar} \pi \sqrt{2m_{\alpha}} \cdot \frac{1}{\sqrt{R_{\alpha}}}}$$

сгруппируем: $\frac{2\pi e^2}{\hbar} \pi \sqrt{2m_{\alpha}} = \text{const}$

D_{α} - вероятность проникновения частицы

при энергии $\frac{3e^2}{2}$ выше $\frac{1}{2}$ барьера

$$D_{\alpha} = e^{-\frac{2\pi e^2}{\hbar} \pi \sqrt{2m_{\alpha}} \cdot \frac{1}{\sqrt{R_{\alpha}}}}$$

τ - время, в течение которого частица находится в потенциальной яме

$$\tau = \frac{2R_{\alpha}}{v_{\alpha}}$$

$$n = \frac{1}{\lambda} = \frac{v_\lambda}{2R_\lambda}$$

n-число узлов

$$\Delta x \Delta p \approx \hbar$$

$$\Delta x \approx R_\lambda \quad \Delta p_x \approx p_x \approx m_\lambda v_\lambda$$

тогда $v_\lambda = \frac{\hbar}{m_\lambda R_\lambda}$

$$n = \frac{\hbar}{2m_\lambda R_\lambda^2}$$

$\lambda = n \cdot D_\lambda$ логарифмируем D_λ :

~~$\lambda = \frac{\hbar}{2m_\lambda R_\lambda^2} e^{-\frac{2\pi a^2}{\lambda} \pi \sqrt{2m_\lambda} \frac{1}{\sqrt{\kappa_\lambda}}}$~~

прологарифмируем:

$$\ln \lambda = \ln \left(\frac{\hbar}{2m_\lambda R_\lambda^2} \right) - \frac{2\pi a^2}{\lambda} \pi \sqrt{2m_\lambda} \frac{1}{\sqrt{\kappa_\lambda}}$$

B C

$$\ln \lambda = B - \frac{C}{\sqrt{\kappa_\lambda}}$$

закон Гейзенберга -
Хаммонда

он связывает радиус атома, энергию, а также массу электрона, постоянную и коэффициент κ_λ .

22.04
2010

③ Углубление на S-на Гейгера - Кестона

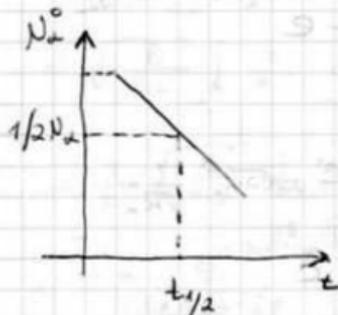
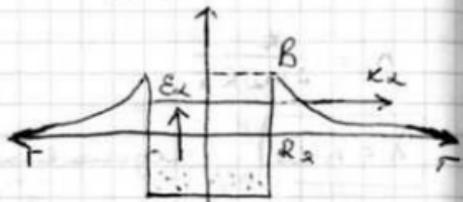
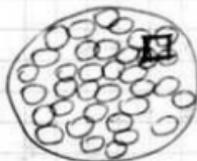
$$E_{\alpha} = |\Delta W| \quad \Delta W_{\alpha} < 0$$

$$E_{\alpha} \approx K_{\alpha}$$

$$e_n \lambda_{\alpha} = A - \frac{C}{\sqrt{K_{\alpha}}}$$

$$A = e_n \frac{t}{2m_{\alpha} R_{\alpha}^2}$$

$$C = \frac{Z_{\alpha} e^2 \sqrt{2m_{\alpha}}}{\pi}$$



рага

$$T_{1/2} = 1620 \text{ лет}$$

Следствие из закона:

1) определение константы распада.

распада (или $T_{1/2}$) для радиоактивных ядер

$$T_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda_2}$$

$$\tau = \frac{1}{\lambda}$$

Если известны R_2 и K_2 , то можем
вычислить $\lambda_2 \rightarrow T_{1/2}$

2) Если известно $\lambda_2 (T_{1/2})$, а также K_2 , то
можно найти R_2 (число)

24) β -распад. Три вида β -распада.

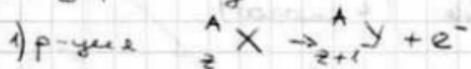
β -распад - это процесс самопроизвольного распада нестабильного ядра в ядро-изобар с зарядом отличающимся на $\Delta z = \pm 1$

А за счёт испускания e^- -на (β^- -распад)

Б за счёт испуск. позитрона (β^+ -распад)

В захватом орбитального e^- -на
(κ -, ϵ -захват)

А) β^- -распад



2) энергет. возможность распада

$$M_2(A, Z) > M_2(A, Z+1) + m_e \quad | + 2m_e$$

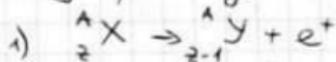
$$M_{AT}(A, Z) > M_{AT}(A, Z+1)$$

3) энергия β^- -распада

$$E_{\beta^-} = [M_{AT}(A, Z) - M_{AT}(A, Z+1)] \cdot c^2$$

4) кинетич. энергия β -распада

Б) β^+ -распад

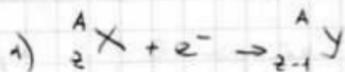
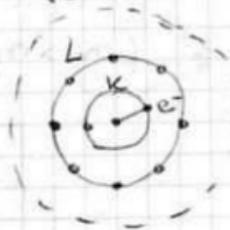


2) $M_{\alpha}(A, Z) > M_{\alpha}(A, Z-1) + m_e \quad | + 2m_e$

$M_{\alpha^-}(A, Z) > M_{\alpha^-}(A, Z-1) + 2m_e$

3) $E_{\beta^+} = [M_{\alpha^-}(A, Z) - M_{\alpha^-}(A, Z-1) - 2m_e] c^2$

В) К-захват или ϵ -захват
(си-облоки)



2) $M_{\alpha}(A, Z-1) < M_{\alpha}(A, Z) + m_e \quad | + (Z-1)m_e$

$M_{\alpha^-}(A, Z-1) < M_{\alpha^-}(A, Z)$

3) $E_K = (M_{\alpha^-}(A, Z) - M_{\alpha^-}(A, Z-1)) c^2$

Б и В - распады ведут к одному и тому же конечному яд.

Если масса матер. ядра $>$ массы год. ядра $+ 2m_e$,
то происходит β^+ -распад.

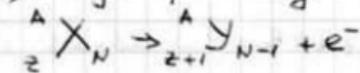
Если масса ядра $>$ массы год. ядра \Rightarrow
 \Rightarrow К-захват
К-захват возможен, если $E_K > E_{\text{св. к-облоки}}$

Если $E_k < E_{св}$, но будет захват с L-оболоч., M-оболоч.

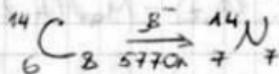
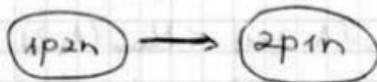
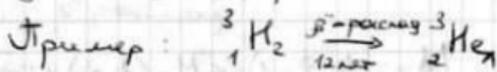
Транзиентные серии переходов, в ходе которых будут исп. рентг. кванты.

25) Механизм β^- -превращения (I приближение)

A) β^- -распад

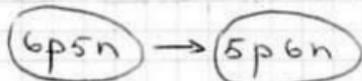
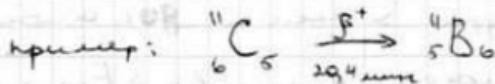
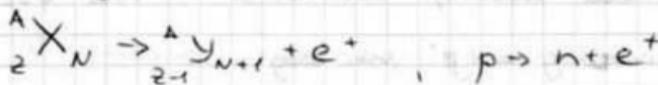


огонь из нейтронов $n \rightarrow p + e^-$ ($m_n > m_p$)

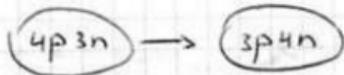
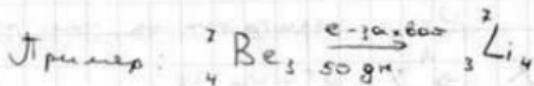
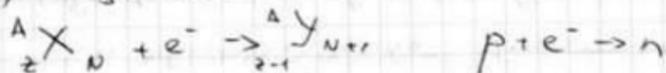


превращение угра в прот с $N=2$

B) β^+ -распад

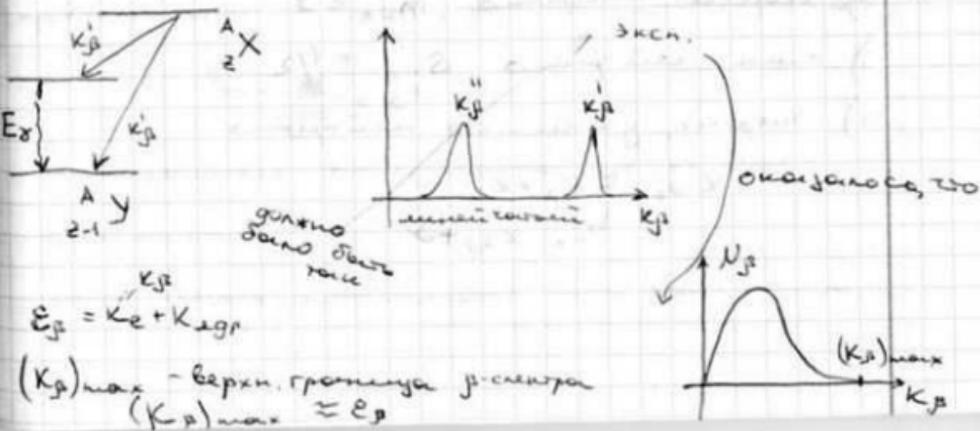
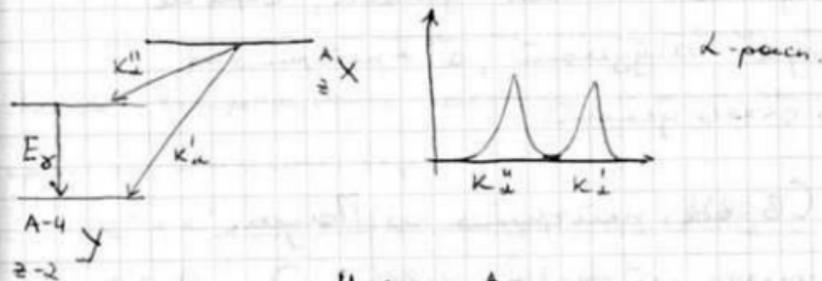


B) $e^- - \beta^- - \text{расп.}$



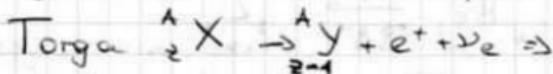
(2G) Схема β^- -превращений Характер

β^- -спектров Гинзбурга с нейтрона



29.04 1931. - Паули предположил, что при β -распаде

испускается ещё одна частица и назвал её ν_e - электронное нейтрино



$$\Rightarrow E_p = K_e + K_{\nu_e} + K_{\nu_e}$$

Введение нейтрино объясняет также

3.С -
3-й сфр.

3.С. спектра, т.к. в старой кинематике допускали слева угловый, справа тогда нулевой, а + нейтрино \rightarrow \rightarrow опять угловый.

Св-ва нейтрино по Паули

- 1) заряд нейтрино равен 0 $\nu_e = 0$
- 2) масса нейтрино $m_{\nu_e} \approx 0$
- 3) спин нейтрино $S_{\nu_e} = 1/2$
- 4) энергия, уносимая нейтрино

$$K_{\nu_e} \approx E_p + K_e$$

\downarrow
т.к. $K_{\nu_e} \approx 0$



Кейперно и его суперасимптоты

Сечение взаимодействия e^- в-вол: $\sigma_{\nu e} \approx 10^{-43} \text{ см}^2$

Элементарный процесс проис. внутри ядра:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$$

27) Расщепление и аннигиляция

Кейперно и аннигиляция

1) нам уже известно, что γ - e^- и e^+

Принято, что e^- - частица, e^+ - античастица
отличаются лишь знаком заряда

Когда встречаются частица и античастица,
происх. аннигиляция

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma, \quad E_\gamma \approx 0,51 \text{ МэВ}$$

Обр. реакция: $\gamma > 1,02 \text{ МэВ}$ в поле ядра
превращается в электрон-позитронную пару.



В вакууме невозможно, т.к. не будет
выполнены 3.с.и

ядро лишь принимает участие и не меняется

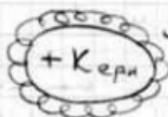
2) протон и антипротон

$$p, \bar{p} \rightarrow p^+, \bar{p}^-$$

3) нейтрон - антинейтрон n, \bar{n}

$$\begin{array}{ccc} \vec{S}_n \uparrow \downarrow & \vec{\mu}_n & \\ \uparrow & \uparrow & \\ \vec{S}_{\bar{n}} \uparrow \uparrow & \vec{\mu}_{\bar{n}} & \\ \text{Ⓜ} & & \end{array}$$

магн. момент

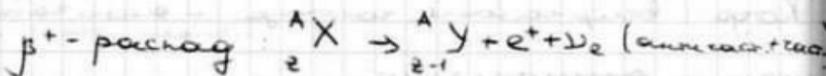


π^- мезон

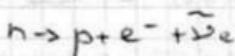


π^+ мезон ($\pi^+ = \mu^+ \pi^+$)

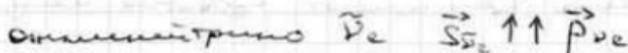
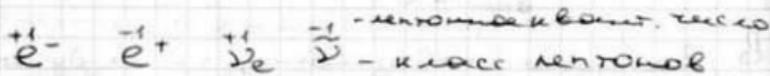
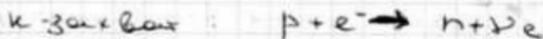
еще несколько



заменим:

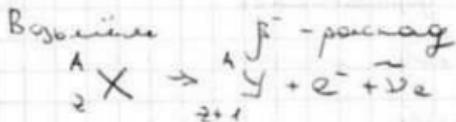


↓
3-й шаг



28) Определение массы нейтрино

Определяется из энерг. баланса β -распада



$$E_{\beta^-} = [M_{\text{ат}}(A, Z) - M_{\text{ат}}(A, Z+1)]c^2$$

Занедем β^- в сопр. \Rightarrow

$$E_{\beta^-} = K_Z + K_e + K_{\bar{\nu}_e} + m_{\nu_e} c^2$$

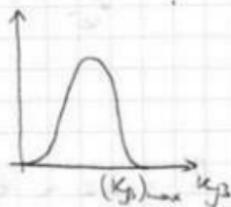
В т. $(K_{\beta^-})_{\text{max}}$, $K_{\bar{\nu}_e} = 0$

$$K_Z \approx 0, \Rightarrow K_e = (K_{\beta^-})_{\text{max}}$$

$$E_{\beta^-} = (K_{\beta^-})_{\text{max}} + m_{\nu_e} c^2 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow m_{\nu_e} c^2 = E_{\beta^-} - (K_{\beta^-})_{\text{max}}$$

$$m_{\nu_e} c^2 \approx 10^{-2} \text{ эВ}$$



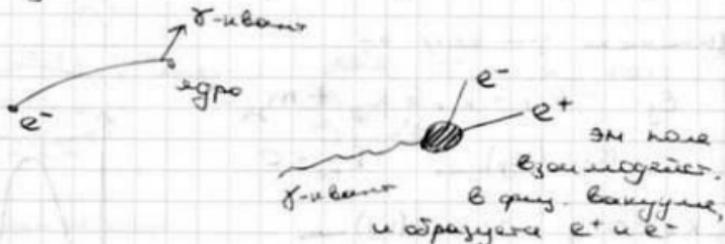
29) Столкновение о теория β -превращений

Теория Ферми \Rightarrow Бете
 \uparrow усовершенствованная

в ядре $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$

$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$

свободный $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$

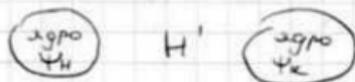


В ядре n взаимодействует с электромагнитным - нейтральным полем и вызывает колеб. поле. δ -квант. $e^-, \bar{\nu}_e$

p - " - аннигила. + e^+, ν_e

Вероятность β -превращения

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \psi_f^* H' \psi_i dV \right|^2 \rho(E)$$



H' - оператор возмущения, под действием которого осуществляется n -процесс осужд. переход.

$d\tau$ - элемент объёма

$\rho(E)$ - плотность состояний.

$H' = g$ - константа связи. Взаимог.



$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$$

$$\Psi_{nH} \rightarrow \Psi_{N\kappa} + \Psi_e + \Psi_{\tilde{\nu}_e}$$

$$\Psi_n = \Psi_{Nn}$$

$$\Psi_{n\kappa} = \Psi_{N\kappa} \cdot \Psi_e \cdot \Psi_{\nu_e}$$

$$\Psi_e = e^{\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\vec{r})} \frac{1}{\sqrt{V}}$$

нормировка, норма единица

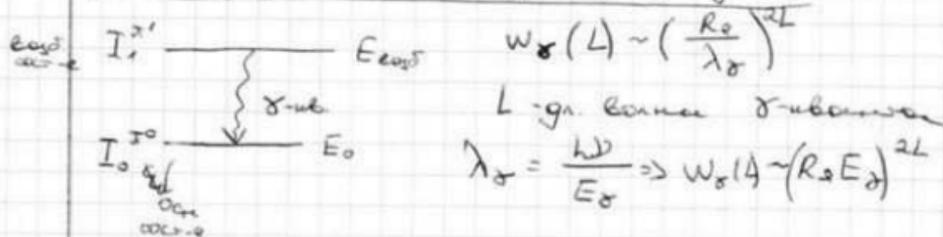
$$\Psi_{\nu_e} = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{-\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\vec{r})}$$

$$\Psi_{n\kappa} = \Psi_{N\kappa} \frac{1}{\sqrt{V}} e^{\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\vec{r})} \cdot \frac{1}{\sqrt{V}} e^{-\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\vec{r})} = \frac{\Psi_{N\kappa}}{V}$$

$$W = \frac{2\pi g^2}{\hbar V^2} \left| \int \Psi_{N\kappa}^* \Psi_{Nn} d\tau \right|^2 \rho(E)$$

константа взаимодействия

13.05 (33) Внутренняя конверсия γ -лучей

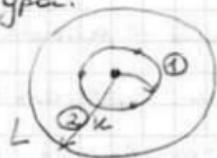


- 1) вер-ть испускания γ -кв. увеличивается с увеличением размеров ядра.
- 2) увелич. с увеличением энергии γ -кв.
- 3) $(\frac{R_2}{\lambda_{\gamma}}) < 1$ вер-ть уменьшается с увеличением мультипольности (L)

С увеличением L на 1 вер-ть изменяется на 4-5 порядков
 Когда испускание γ -кванта имеет запертость, подменяется более эффективные способы возбужд. ядра - это внутренняя конверсия γ -лучей.

ВК_γ (внутр. конверсия γ-лучей)

Безызлучательная передача энергии возбужденного ядра атомной оболочке, и он уходит из атома, унося энергию возбуждения ядра.



энергия перед. к-об или L-об,
и e⁻ уходит из атома, унося
энергию возбужд. ядра.

возбужденное ядро

① → энергия
эп. на к-об

② → на L-об.

в основном к-захват (e-захват) -

это захват e⁻ на нестабильном ядре.

с избыточным положит. зарядом.



нестабильное ядро

$$I_1^{Z_1} \quad E_{\text{яд}, \gamma}$$

$$I_0^{Z_0} \quad E_0$$

$$K_e^{VK\gamma} = E_{\text{яд}, \gamma} - E_{\text{св}}(k) \quad (1)$$

$$\text{если } *e \quad E_{\text{яд}, \gamma} < E_{\text{св}}(k)$$

$$K_e^{VK\gamma} = E_{\text{яд}, \gamma} - E_{\text{св}}(L) \quad (2)$$

Вводятся коэффициенты внутр. конверсии (КВК)

$$\alpha = \frac{N_e^{KBK}}{N_g} = \alpha_k + \alpha_L + \alpha_M + \dots$$

$$\alpha_k - \text{парциальн. КВК} = \frac{N_e^{KBK}(k)}{N_k}$$

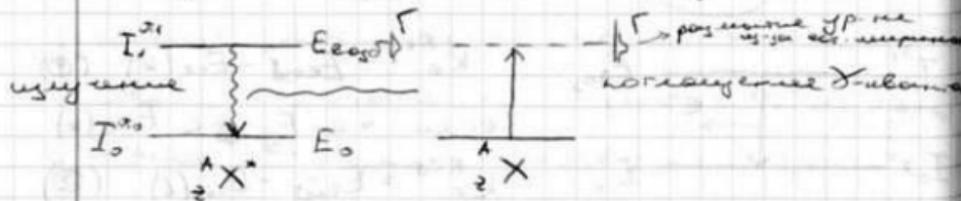
$$\alpha \sim \frac{1}{W_g(L)} = \frac{Z}{(R_2 \cdot E_g)^{2L}}$$

КВ_g -
→ 0
ВК_g :-)

- 1) вероятность КВ_g увеличивается с ростом Z
- 2) вероятность КВ_g уменьшается с ростом E_g
- 3) вероятность КВ_g уменьшается с ростом R₂
- 4) вероятность КВ_g увелич. с увелич. L

34) Эффект Мёсбауэра (резонансное поглощение γ-лучей ядрами) и.р. 1961г.

Э.л. - это поглощение собственных γ-лучей излучающими ядрами.



показано, что это невозможно.

возможн. ядра имеют g-ядро.

Если с-ма в везд. сост., то наблюд.

разброс энерг. $\Delta E \sim \frac{h}{\lambda}$ - по мере приближения к ядру.

эргов, роге $\Delta t = \tau \Rightarrow T_{1/2} = 10^{-10}$ сек.

$$\Delta E = \frac{t}{T_{1/2}} = \frac{1 \cdot 10^{-22}}{10^{-10} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ эВ.}$$

ф-ла 31-2-В: $K_{\alpha} = \frac{E_{\text{еис}}^2}{2m_{\alpha}c^2}$

$\Delta E = \Gamma$ - относительная ширина
уровня.

$$E_{\text{еис}} = E_{\alpha} + K_{\alpha}$$

$$K_{\alpha} = \frac{(E_{\text{еис}})^2}{2m_{\alpha}c^2}$$

$$E_{\text{еис}} = 100 \text{ кэВ}$$

$$M_{\alpha} = 100 \text{ а.е.м.}$$

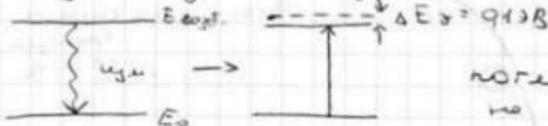
тогда $K_{\alpha} = \frac{10^{10} \text{ эВ}}{2 \cdot 100 \cdot 931,5 \cdot (3 \cdot 10^8)^2 \cdot 10^6} \approx 0,05 \text{ эВ.}$

значит эргов эргов

тогда $E_{\alpha} = E_{\text{еис}} - K_{\alpha} = E_{\text{еис}} - 0,05 \text{ эВ}$

$$\Delta E_{\alpha} = 2K_{\alpha} = 0,1 \text{ эВ}$$

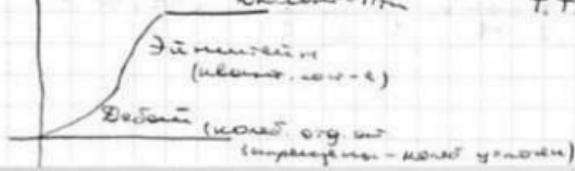
тогда в узком диапазоне можно переписать так:



поглощение γ -квантов
на преломлении

прим. с. 69, 70 - тем же м. т. в. т. т.
Диаметр - 11 м

в т.т.



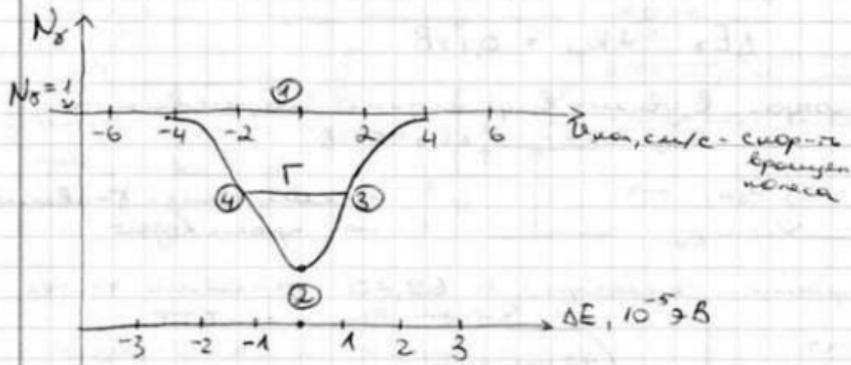
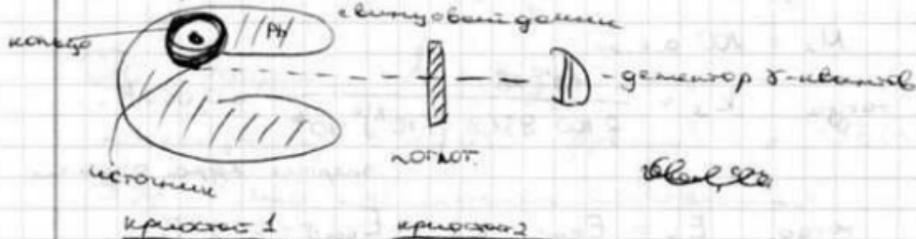
При охлаждении т.т. при $T < T_{\text{дел.}}$

исчезают узлы. а.т. замедлена, $\alpha \rightarrow 0$ - но оно не может получить энергию отдачи, и энерг. отдача перед началом вела крист. решетки.

Тогда $\kappa_{\text{кр.м.}} = \frac{E_{\text{эл.}}^2}{2 M_p c^2} \ll \kappa_{\text{д}}$

возможно резонансное поглощение δ -квантов

Эксперимент



① $N_\gamma = 1$ - нет поглощения
систем
красоты заливается жидким $N_2 \Rightarrow$

$$\Rightarrow N_\gamma = 0,2 \quad ③$$

③ \rightarrow вращение ядра в направлении распада
 γ -квантов,
вследствие чего увеличивается источник излучения \Rightarrow
 \Rightarrow эффект Доплера

Энергия γ -кв. увеличит. \Rightarrow выходим из резонанса
такого одр., сила одр. Γ - естеств. ширина
 $\Delta E = 10^{-5}$ эВ благодаря эффекту Доплера ^{ур. 12}.

таким одр., известны. ** метод Мессбауэра

$$\frac{\Gamma}{E_\gamma} \approx \frac{10^{-6}}{10^0} \approx 10^{-12}$$

35) Проверка ОТО. Измерение
красного или синего смещения
в лабораторных условиях

$$E_\gamma = h\nu = m_\gamma c^2$$

ног действием грав. п. д-вл. предпр.
энергия фото теряет ϵ , - синее смещ-е
крас. и син. смещение.

$$\Delta E_\gamma = m_\gamma \cdot g \cdot H$$

g - гравит. const на земле

H - высота.

$$m_\gamma = \frac{E_\gamma}{c^2}$$

$$\Delta E_\gamma = \frac{E_\gamma}{c^2} g H$$

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \frac{g H}{c^2}$$

эксп. Бора был в Гарв. универе

$H = 22,4 \text{ м.}$
источник

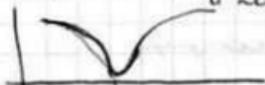
$H = 22,4 \text{ м}$



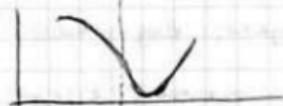
экспонировано, детектор.

источн. гравит. волны
со скор. $0,1 \text{ м/с}$, $v_{\text{ист}}$
чтобы заметить малое смещ

1) устойчиво ~~и наоборот~~
и наоборот режим $H=0$ ~~и наоборот~~

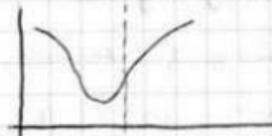


2) устойчи. ~~и наоборот~~
~~и наоборот~~



устойчи грав. вверх
и вниз, ноде
описано кривую

3) устойчиво ~~и наоборот~~



$$X_1^A + X_2^A = X_3^A + C$$

$$X_5^A + X_6^A = X_7^A + C$$

VI Ядерные реакции. Классификация ядерных реакций

36) 3-и сохранения в ядерных реакциях

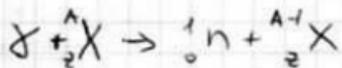
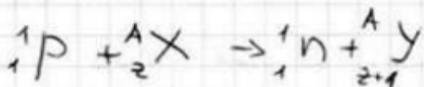
Ядерн. р-ция - это процесс, в котором в результате взаимодействия нек. слобн. ядер или элем. частицы и приводящий к их преобр.

Кеобр. условие ядр. р.:

частицы должны нах. на расстоянии действия ядерных сил ($\sim 10^{-13}$ см)

Для правильн. написан. ядр. р.

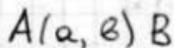
долж. вып. 2 закона: 1) 3-и сохр. заряда;
2) 3-и сохр. числа нуклонов



Закон сохр. энергии и имп.



частица $\frac{m_a v_a}{\gamma}$



Введём понятие энергии (энергии)

ядерной реакции:

$$Q = [-(m_b + m_B) + (m_a + m_A)] c^2$$

2 типа р-ций в завис. от Q :

1) $Q < 0$ - эндотермич. р-ция

2) $Q > 0$ - экзотермич. р-ция.

Экзотермич. р-ция происх. при

любой энергии падающей частицы:

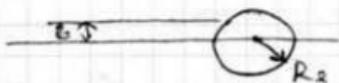
Порог ядер. р-ции ^{всегда} - для эндотерм. р-ции

$K' \geq |Q|$ - для эндотерм. р-ции.

\rightarrow где $Q < 0$

$$K_a = K_a' \left(1 + \frac{m_a}{m_A}\right)$$

Закон сохранения момента импульса



$$v_p = L \cdot \omega$$

$$v \leq R_2$$

v - линейная скорость.

$$L \leq R_{2p} \text{ - классич.}$$

$$L = \omega t$$

$$\omega t \leq R_{2p}$$

$$\omega \leq \frac{R_{2p}}{t} = \frac{R_2}{\lambda_2}$$

\Rightarrow длина волны не меньше

$$\omega \leq \frac{R_2}{\lambda_2}$$

Зн. сохр. четности волн ф-ции

$$\Pi_A \Pi_A (-1)^{e_{AA}} = \Pi_B \Pi_B (-1)^{e_{BB}}$$

$\Pi_A, \Pi_A, \Pi_B, \Pi_B$ - внутренние четности
взаимодействующих частиц

$(-1)^{e_{AB}}$ - четность относительно друг друга в с.м. А

7) Классификация ядер. Ручей по
ширине взаимодействия. Третье ядро ручья.

P-ручей, проходящие через кампаунд ядро

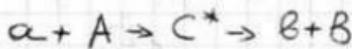
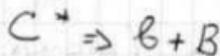
при небольших энергиях частицы,

напр. (n, p) процесс захват частицы ядра.



C^* - составное ядро = промежуточное = кампаунд ядро
далее через время τ испуск. другое

ядро B :



особенности: ядро живет довольно
долго $\approx 10^{-20}$ с

Распад кампаунд-ядра процесс

независимо от того, как оно образовалось.

$$\tau \Gamma \approx \hbar$$

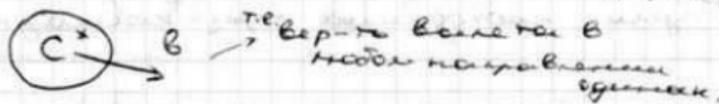
$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad - \text{естеств. ширина ур-но.}$$

т.е. ур-ний много, ввод. понятие

квазиэнергетической s -ли ур-ней \Rightarrow

\Rightarrow возможен резонансный захват частиц.

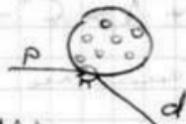
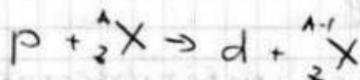
Одна из x -к этой группы -
 изоморфное распределение продуктов в эд.
 р-ции



Третье эд. р-ция - это когда
 налетающ. частица перед. энергию
 ядру или некой группе нуклидов -
 и они покидают ядро.

Распред. на 2 подгруппы:

1) реакция захвата (pickup)

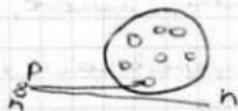


ядро ядра
 захватывает
 нейтрон, в рез-те
 образуется деутерон.

или



2) реакция сброса (strip reaction)



Распределение продуктов р-уши
происх. преимущественно в среднем углу

38) Классификация ядер. р-уши по
типу падающих частиц

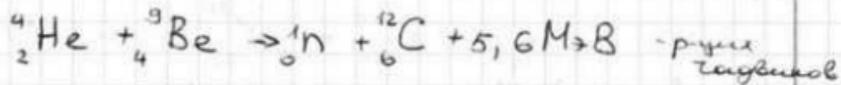
n-р-уши с нейтронами

p-р-уши с протонами

d-р-уши с дейтеронами

р-уши с α -частицами ${}^4_2\text{He}$

${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$... р-уши с тяжёлыми ядрами



также случ р-уши под действ. γ -квантов!

р-уши на γ -кв. возб., если $E_\gamma > E$ (удельн. жерг. γ -излучения в ядре)

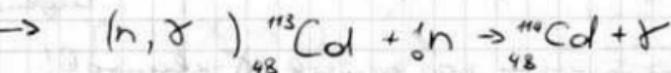
(γ, n) , (γ, p) , (γ, α)

т.е. под действ. γ -кв. вылетает 2n

39) Особенности реакций с нейтронами

Нейтроны:

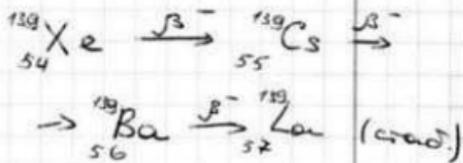
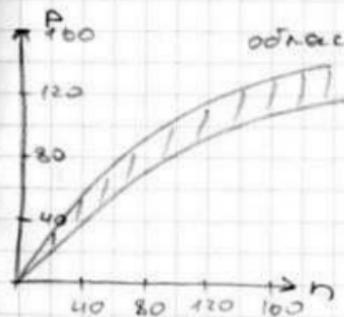
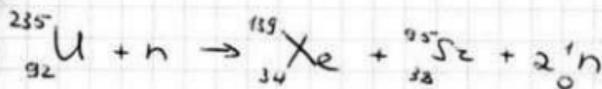
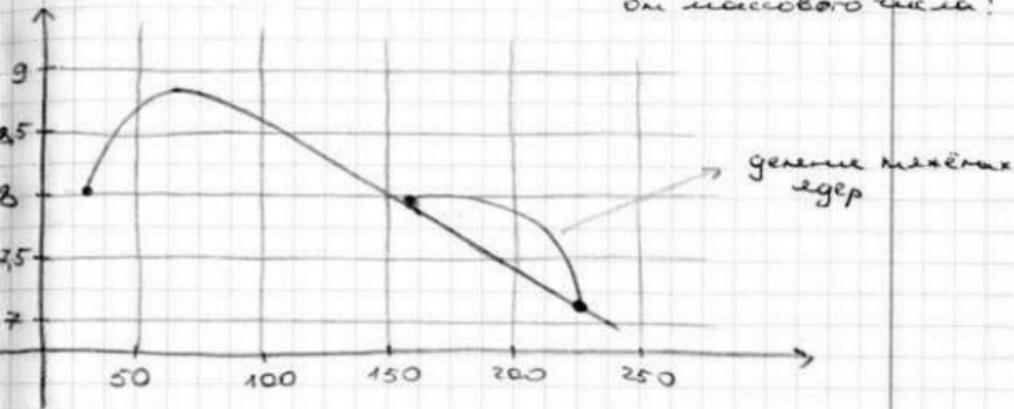
- ультрахолодные 10^{-2} эВ
- очень холодные $10^{-2} - 10^{-4} \text{ эВ}$
- холодные $10^{-4} - 10^{-3} \text{ эВ}$
- тепловые $10^{-3} - 0,5 \text{ эВ}$
- резонансные $0,5 - 10^4 \text{ эВ}$
- быстрые $10^4 - 10^8 \text{ эВ}$
- высокоэнергетические $10^8 - 10^{10} \text{ эВ}$
- релятивистские $> 10^{10} \text{ эВ}$



40) Реакции деления тяжёлых ядер.

Цепные реакции.

завис-ть удельной энерг. связи нуклидов от массового числа:



k - коэффициент размножения - это

отношение числа нейтронов

данного поколения к числу нейтр.

предид. пок.

29) Докажите о теореме β -распада (конденсация)

β^- -превр.

$$\epsilon_{\beta^-} = [M_{\text{mat}}(A, Z) - M_{\text{mat}}(A, Z+1)] c^2$$

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$W_{\beta} = \frac{2\pi}{t} \left| \int \psi_k^* H' \psi_n d\tau \right|^2 \rho(E) = \frac{2\pi}{t} \frac{g^2}{r^2} \left| \int \psi_k^* \psi_n d\tau \right|^2 \rho(E)$$

если взять константу g взаимод. $g_2 = 1$ $= \frac{2\pi}{t} \frac{g^2}{r^2} |M|^2 \rho(E)$

но $g_{\text{эл}} \approx 10^{-2}$ - const взаимод

$g_{\text{сн}} \approx 10^{-13}$ - слаб

$g_{\text{грав}} \approx 10^{-31}$

$f(E)$ - ~~...~~ ... составили

30) Несохранение четности при

β -превращениях

при простр. инверсии волн. ф-ция

$$\psi(z, \vartheta - \Theta, \vartheta + \Phi) = \pm \psi(z, \Theta, \Phi)$$

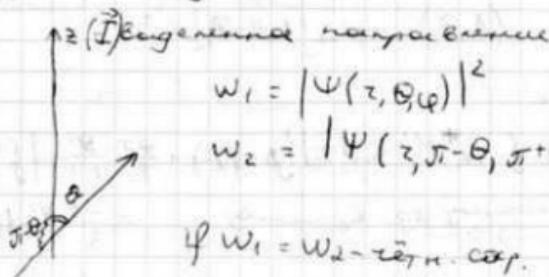
$\Pi = \pm 1$ - оператор четности "пи"

$\Pi = \pm 1$ - четность сохр.

$\hat{\Pi} \neq \pm 1$ - четн. не сохр.

1957r. Дес и Дит

предп., что β -превр. электронов не сопр.

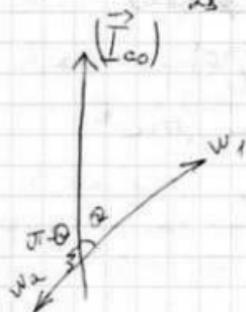
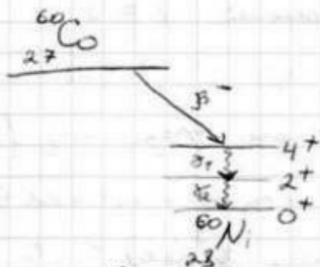
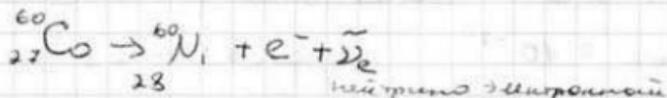


$$w_1 = |\psi(z, \theta, \varphi)|^2$$

$$w_2 = |\psi(z, \sigma_0 - \theta, \sigma_0 + \varphi)|^2$$

if $w_1 = w_2$ - нет н. сопр.

if $w_1 \neq w_2$ - нет н. не сопр.



Электрон летит преимущественно против спина ядра.

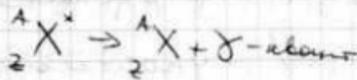
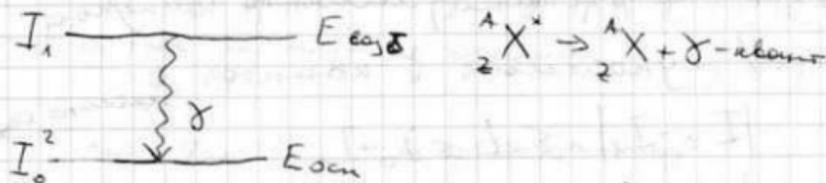
$$\frac{w_2(\theta)}{w_1(\theta)} \neq 1, 2.$$

только для β -превращения.

Тогда методом Ву - подставив в теорему М и Липа

(39) γ - излучение ядер. 3-й корреляция

γ - излучение - это самопроизвольное испускание γ - кванта возбуждённым ядром



это р-тип γ - превращения.

${}^A_Z X$ голы вил 3-н корр. ян.

1) 3-н корр. ян. $E_{00\gamma} = E_{\gamma} + K_{\alpha}$ → кин. энергия ядра остатка



2) 3-н корр. илн. $\vec{p}_{\alpha} + \vec{p}_{\gamma} = 0$

$$|\vec{p}_{\alpha}| = |\vec{p}_{\gamma}|$$

характерные энергии γ - квант выпир. в широком диапазоне

$$p_{\alpha}^2 = p_{\gamma}^2$$

$$\left(\sqrt{2m_{\alpha} K_{\alpha}} \right)^2 = \left(\frac{E_{\gamma}}{c} \right)^2$$

$$10 \text{ кэВ} \leq E_{\gamma} \leq 5 \text{ МэВ}$$

31-2-B

$$K_{\alpha} = \frac{E_{00\gamma}^2}{2m_{\alpha} c^2}$$

$$K_{\alpha} = \frac{E_{\gamma}^2}{2m_{\alpha} c^2} \left\{ E_{\gamma} = E_{00\gamma} \right\} = \frac{E_{00\gamma}^2}{2m_{\alpha} c^2}$$

$$E_{\gamma} = E_{\text{св}} \delta - K_e = E_{\text{св}} \delta - \frac{E_{\text{св}}^2 \delta^2}{2m_e c^2} =$$

$$= E_{\text{св}} \delta \left[1 - \frac{E_{\text{св}} \delta}{2m_e c^2} \right]$$

$$E_{\gamma} \approx E_{\text{св}} \delta$$

3) 3-и сохр. (спин) момента импульса

L - угловой δ -квант

момент спина

$$|I_0 - I_1| \leq L \leq I_0 + I_1$$

$L=1$ - дипольное излучение

$L=2$ - квадруп.

$L=3$ - октупольное

$L=4$ - переход

4) 3-и изм. четности при δ -переходах

Электр. переход - светит орбит. диполь

$$J_1 = (-1)^L J_0$$

Магнит. переход - магн. д.

$$J_1 = (-1)^{L+1} J_0 = J_1$$

если четн. меняется - электр.

дипольное излучение E_1

если четн. не изм. - магнит. диполь.

излуч. M_1

если четн. изм. - магнит. квадруп. перех. M_2

не изм. - электр. квадруп. изл. E_2

Мультипольность
излучения

32) δ -излучение ядра. Вероятности переходов

$$W_{\delta} = \frac{2\pi}{\hbar} |M''|^2 \rho(E)$$

$$M'' = \int \psi_k^* H' \psi_n d\tau$$

матриц. эл-т опис. взаимодействия ЭМ поля с зарядовыми и магн. моментами нуклонов ядра

Вер-ть излучения δ -квант. исходя из общих соображений

$$W_{\delta} \sim \left(\frac{R_2}{\lambda_{\delta}}\right)^{2L}$$

$$R_2 = r_0 A^{1/3} = 1,4 \cdot 10^{-12} \text{ см } A^{1/3}$$

возьмем $A = 125$ $R_2 = 1,4 \cdot 5 \cdot 10^{-13} \text{ см} \approx 7 \cdot 10^{-13} \text{ см} \approx 10^{-12} \text{ см}$

$$E_{\delta} \approx 1 \text{ МэВ}$$

$$\lambda_{\delta} = \frac{1240}{10^6 (38)} \text{ нм} = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ нм} = 1,2 \cdot 10^{-10} \text{ см}$$

$$W_{\delta} \sim \left(\frac{10^{-12} \text{ см}}{1,2 \cdot 10^{-10} \text{ см}}\right)^{2L} \approx (10^{-2})^{2L}$$

$$\frac{W_{\delta}(1)}{W_{\delta}(2)} = \frac{10^{-4}}{10^{-8}} \approx 10^4$$

вер-ть исп. на 4 пор. больше, чем квадр. л. аналогично - квадр. л. - к октуп.

13.05 (33) Внутренняя конверсия γ -лучей

$$I_{\gamma}^{\text{вн}} \xrightarrow{E_{\gamma 0}} E_{\gamma 0} \quad W_{\gamma}(L) \sim \left(\frac{R_2}{\lambda_{\gamma}}\right)^2$$

$$I_0 \xrightarrow{E_0} E_0 \quad L - \text{гр. вана } \gamma\text{-кванта}$$

$$\lambda_{\gamma} = \frac{h\nu}{E_{\gamma}} \Rightarrow W_{\gamma}(L) \sim (R_2 E_{\gamma})^2$$

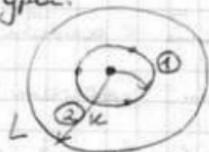
- 1) вер-ть испускания γ -кв. увелич.
- с увеличением размеров ядра.
- 2) увелич. с увеличением энергии γ -кв.
- 3) $\left(\frac{R_2}{\lambda_{\gamma}}\right) < 1$ вер-ть уменьшается с увеличением мультипольности (L)

С увеличением L на 1 вер-ть уменьшается на 4-5 порядков

Когда испускание γ -кванта имеет задержку, подмечается новая линия спектра возбужд. ядра - это внутренняя конверсия γ -лучей.

ВК_γ (внутр конверсия γ-лучей)

Безызлучательная передача энергии возбужденное ядро уходит из e⁻-нов атомной оболочки, и он уходит из атома, унося энергию возбуждения ядра.



энергия перед к-оном Lα₁, и e⁻ уходит из ат., унося энергию возбужд ядра.

возбужденное ядро

① → передача эн. к-оном

② → на L-α₁

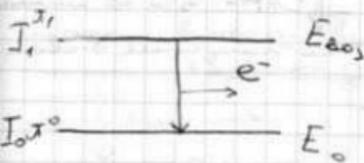
вспомогат. к-захват (e-захват) -

это захват e⁻-на нестабильном ядре.

с избытком положит. заряда.



нестабильное ядро



$$K_e^{VK\gamma} = E_{\alpha 1} - E_{e^{-}}(k) \quad (1)$$

$$\text{если } \times e \quad E_{\alpha 1} < E_{e^{-}}(k)$$

$$K_e^{VK\gamma} = E_{\alpha 1} - E_{e^{-}}(L) \quad (2)$$

Вкладные коэфф-ты внутр. конверсии (КВК)

$$\alpha = \frac{N_e^{KBK}}{N_x} = \alpha_k + \alpha_L + \alpha_M + \dots$$

α_k - парциальн. КВК = $\frac{N_e^{KBK}}{N_k}$

$$\alpha \sim \frac{1}{W_0(L)} = \frac{z}{(R_2 \cdot E_0)^{2L}}$$

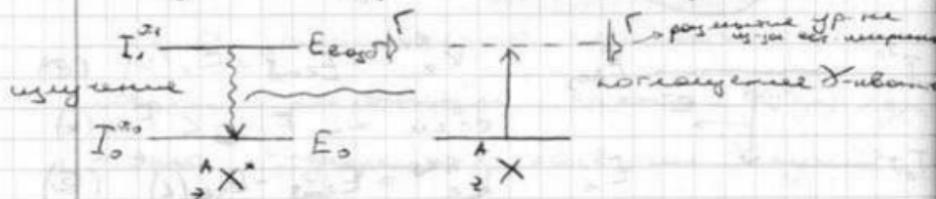
КВК -

это
КВК :-)

- 1) вероятность КВК увеличивается с ростом z
- 2) вероятность КВК уменьшается с ростом E_0
- 3) вероятность КВК уменьшается с ростом R_2
- 4) вероятность КВК увеличивается с увеличением L

34) Эффект Мёсбауэра (резонансное поглощение γ -лучей ядрами) и.р. 1961г.

Э.М. - это поглощение собственных γ -лучей излучающими ядрами.



фактом, что это невозможно:

воздух + ядро живёт долго.

Если с-ма в вод. сос., то маэд.

разброс энерг. $\Delta E \sim \frac{h}{\lambda}$ - почти полностью не-реверсивно

згорел, $\tau_{гор} = \Delta t = \tau \Rightarrow T_{1/2} = 10^{-10}$ сек.

$$\Delta E = \frac{E}{T_{1/2}} = \frac{1 \cdot 10^{-27}}{10^{-10} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}$$

ф-ла 31-2-В: $K_2 = \frac{E_{эф}^2}{2m_2 c^2}$

$\Delta E = \Gamma$ - энергия излучения ур-ния.

$$E_{эф} = E_2 + K_2$$

$$K_2 = \frac{(E_{эф})^2}{2m_2 c^2}$$

$$E_{эф} = 100 \text{ кэВ}$$

$$M_2 = 100 \text{ а.е.м.}$$

тогда $K_2 = \frac{10^{10} \text{ эВ}}{2 \cdot 100 \cdot 931,5 (3 \cdot 10^8)^2 \cdot 10^6} \approx 0,05 \text{ эВ}$

энергия згорел органики

тогда $E_2 = E_{эф} - K_2 = E_{эф} - 0,05 \text{ эВ}$

$$\Delta E_2 = 2K_2 = 0,1 \text{ эВ}$$

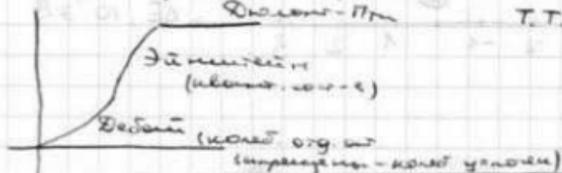
тогда в увелич. буге можно наблюдать так:



поглощение γ -излучения на границе орг-та

примен. селенур. n 69,70 - темнотел. т.е. тел. Фольклор-ПМ Т.Т.Т.

в т.т.т.



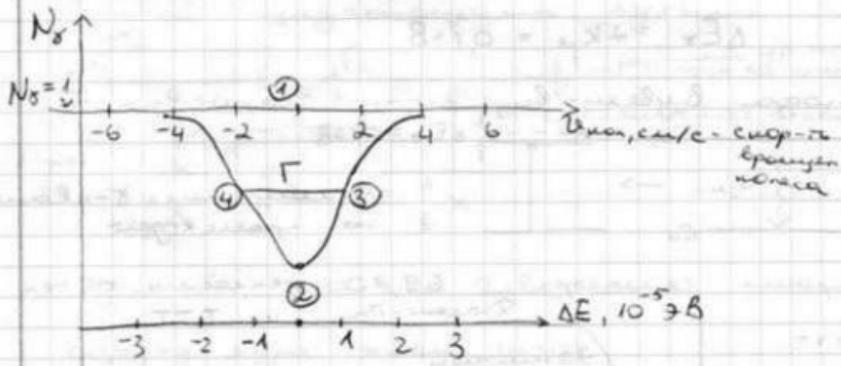
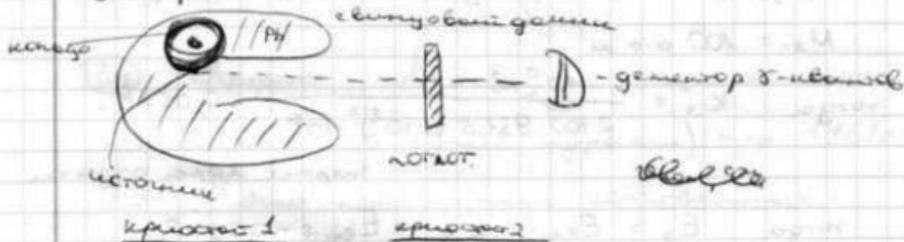
Типа охладителя + т. при $T < T_{\text{вод}}$.

повышение энергии от взаимодействия, $\alpha \Rightarrow$ - но оно не может получить энергию отдачи, и энерг. отдача перед началом всего процесса уменьшается.

Тогда $K_{\text{рем.}} = \frac{E_{\text{инт}}^2}{2 M_p c^2} \ll K_{\text{в}}$
ка

возможно резонансное взаимодействие δ -квантов

Эксперимент



① $N_{\gamma} = 1$ - нет поглощения
затем
кросс-сечения захвата нейтронов $N_{\gamma} \Rightarrow$

$$\Rightarrow N_{\gamma} = 0,2 \quad \text{②}$$

③ \rightarrow увеличение кинесии в направлении распада
 γ -квантов,
в результате этого движение становится излучением \Rightarrow

\Rightarrow эффект Доплера

Энергия γ -кв. увеличивается \Rightarrow выходим из резонанса
таких ядер, типа $\text{ср. } \Gamma$ - эффект уширения

$$\Delta E = 10^{-5} \Rightarrow \text{в диапазоне эффекта Доплера}$$

таких ядер, существуют. ** метод Мессбауэра

$$\frac{\Gamma}{E_{\gamma}} \approx \frac{10^{-6}}{10^0} \approx 10^{-12}$$

35) Проверка ОТО. Измерение

красного или синего смещения

в лабораторных условиях

$$E_x = h\nu = m_x c^2$$

ног действием грав. и д-ил. преедр.

энергия либо терзет E_x - эинн прег-се

крас. и син. смещение

$$\Delta E_x = m_x g H$$

g - гравит. const на земле

H - высота

$$m_x = \frac{E_x}{c^2}$$

$$\Delta E_x = \frac{E_x}{c^2} g H$$

$$\frac{\Delta E_x}{E_x} = \frac{g H}{c^2}$$

эксп. Билл Кил в Гарв. ун-вере

$H = 22,4 \text{ м.}$

источник

$H = 22,4 \text{ м}$

источн. гвн + вниг = $\nu_{\text{ист}}$
со скор. $0,1 \text{ м/с}$,

вода замедляет малое смещение

использовано, детектор.

VI Ядерные реакции. Классификация ядерных реакций

36) 3-ий закон сохранения в ядерных реакциях

Ядерн. реакция - это процесс, в котором в результате взаимодействия нек. слобн. ядер или элем. частиц и приводящий к их преобр.

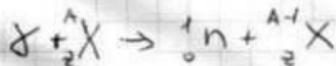
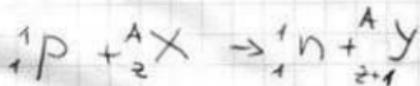
Классиф. условие ядр. р.:

частицы должны находиться в состоянии действия ядерных сил ($\sim 10^{-13}$ см)

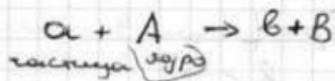
Для правильн. написан. ядр. р.

долг. выпол. 2 закона: 1) 3-ий закон сохранения заряда;

2) 3-ий закон сохранения числа нуклонов



Закон сохр. энергии и имп.



$$A(a, b) B$$

введём понятие энергии

ядерной реакции:

$$Q = [-(m_b + m_B) + (m_a + m_A)] c^2$$

2 типа р-ций в завис. от Q :

1) $Q < 0$ - эндотермич. р-ция

2) $Q > 0$ - экзотермич. р-ция.

Экзотермич. р-ция протекает при

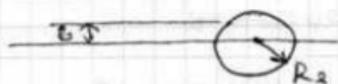
любой энергии падающей частицы:

Порог ядер. р-ции ^{всегда} - где эндотерм. р-ция

$K' \geq |Q|$ - где эндотерм. ядр. р-ция.

$$K_a = K_a' \left(1 + \frac{m_a}{m_A}\right) \quad \rightarrow \text{где } Q < 0$$

Закон сохранения момента импульса



$$v_p = L$$

$$v \leq R_2$$

ω - угловая скорость.

$$L \leq R_{\text{ср}} - \text{классич.}$$

$$L = \omega t$$

$$\omega t \leq R_{\text{ср}}$$

$$\omega \leq \frac{R_{\text{ср}}}{t} = \frac{R_2}{\lambda_2} \Rightarrow \text{длина волны не меньше}$$

$$\omega \leq \frac{R_2}{\lambda_2}$$

Закон сохранения энергии волн группы

$$\Pi_a \Pi_A (-1)^{l_{aA}} = \Pi_b \Pi_B (-1)^{l_{bB}}$$

"ли" ←

$\Pi_a, \Pi_A, \Pi_b, \Pi_B$ - внутренние энергии взаимодействующих частиц

$(-1)^{l_{aA}}$ - знак фазы относительно генератора a от A

⑦ Классификация ядер. Руки по
милу взвешив. Третье ядро руки.
Р-уши, проходящие через кампаунд ядро

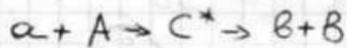
при небольших энергиях частиц,
напр. (n, p) протон захват частицы ядра.



C^* - составное ядро = промежуточное = кампаунд ядро
далее через канал τ испуск. другая

частица b :

$$C^* \Rightarrow b + B$$



особенности: ядро живет довольно
долго $\approx 10^{-20}$ с

Распад кампаунд-ядра протон.
независимо от того, как оно образовалось.

$$\tau \Gamma \approx \hbar$$

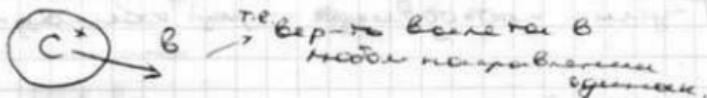
$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \text{ - естеств. ширина ур-ня.}$$

т.е. ур-ней много, ввод. понятие

квази непрерывной s -ли ур-ней \Rightarrow

\Rightarrow возможен резонансный захват частиц

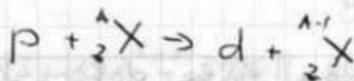
Одна из x -к этой р-ции -
 изотропное распределение продуктов в эд.
 р-ции



Прямые эд. р-ции - это когда
 падает частица перед ядром
 или на его границе и вылетают
 и они покидают эдро.

Распред. на 2 подгруппы:

1) реакция захвата (capture)

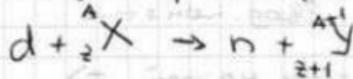


ядро захватывает
 нейтрон, в результате
 образуется ядро дитрона.

или



2) реакция спарва (strip reaction)



Распределение продуктов р-ции
кросс. при взаимодействии в передние углы

38) Классификация ядер. р-ции по
типу падающих частиц

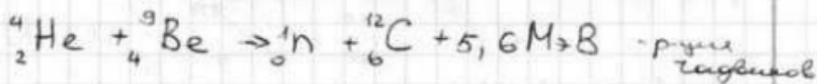
n - р-ции с нейтронами

p - р-ции с протонами

d - р-ции с дейтеронами

р-ции с α -частицами ${}^4_2\text{He}$

${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$... р-ции с тяжёлыми ядрами



также случ. р-ции под действ. γ -квантов!

р-ции на γ -кв. возб., если $E_\gamma > E$ (удельн. энерг. связи нукл. в ядре)

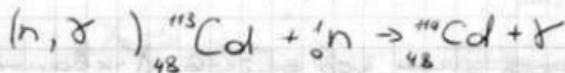
(γ, n) , (γ, p) , (γ, α)

т.е. под действ. γ -кв. вылетает 2n

39) Особенности реакций с нейтронами

Нейтроны:

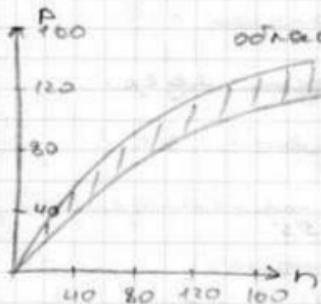
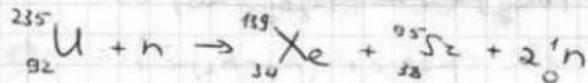
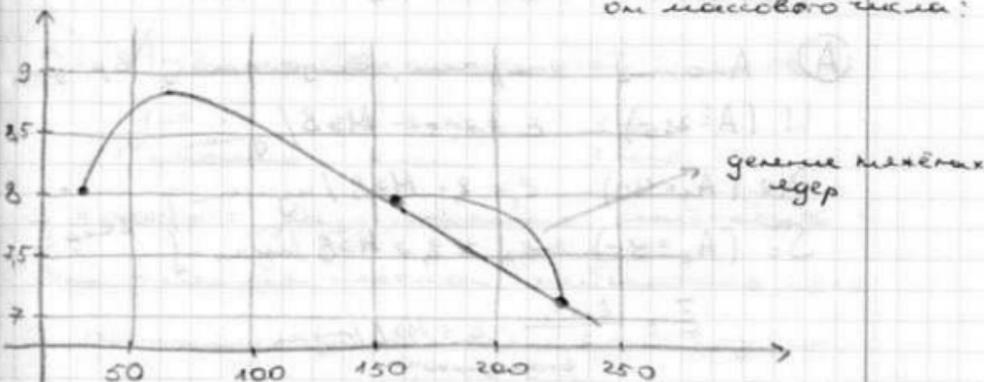
- ультранизкоэнергетические 10^{-2} эВ
- очень холодные $10^{-2} - 10^{-4} \text{ эВ}$
- холодные $10^{-4} - 10^{-3} \text{ эВ}$
- тепловые $10^{-1} - 0,5 \text{ эВ}$
- резонансные $0,5 - 10^4 \text{ эВ}$
- быстрые $10^4 - 10^8 \text{ эВ}$
- высокоэнергетические $10^8 - 10^{10} \text{ эВ}$
- релятивистские $> 10^{10} \text{ эВ}$



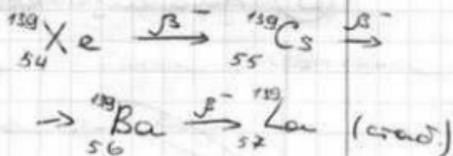
40) Реакции деления тяжёлых ядер

Удельные реакции.

завис-ть удельной энерг. связи нуклидов от массового числа:



область устойчив, ядер



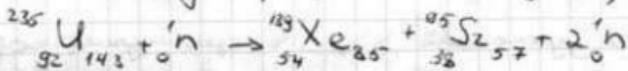
K-коэфф-т размножения - 1.30

отношение числа нейтронов

данного поколения к числу нейтр. предид. пок.

40) Реакция деления тяжёлых ядер.

Угнетение яг. процесс (прогоня)



А) Анализ энергии, выделенной в процессе

U ($A=235$) $\epsilon = 7,5$ МэВ/нуклон

Xe ($A_1=139$) $\epsilon_1 \approx 8,5$ МэВ/нуклон

Sr ($A_2=95$) $\epsilon_2 \approx 8,7$ МэВ/нуклон } введ. $\bar{\epsilon}$

$$\bar{\epsilon} = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2} = 8,5 \text{ МэВ/нуклон}$$

в среднем

$$E_{\text{выд}} = -\Delta W' (\text{вход}) + \Delta W'' (\text{прогулов}) =$$

↓
выделенная

$$= (235 \epsilon + (A_1 + A_2) \bar{\epsilon}) =$$

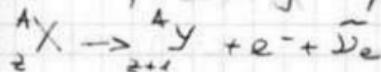
$$= 235(-\epsilon + \bar{\epsilon}) = 200 \text{ МэВ}$$

Б) Анализ стабильности ядер



т.о. обр. ядра, перегруж. нейтронами \rightarrow

кстаб., исп. β^+ -превращение



В) Анализ баланса нейтронов

$1 \rightarrow 2n$	$2 \rightarrow 4n$	$3 \rightarrow 2^3$
1 ^{ое} поколение	2 поколение	3 поколение

k - коэффициент размножения нейтронов -

отношение числа нейтронов, пов.

в данном поколении, к числу

нейтронов в предыдущем поколении.

Для Бекк. большого объема $k = 2$.

для распада $k \leq 1$ - стаб. работа реактора

$k < 1$ - надкритич. работа реактора

$k > 1$ - надкритич. работа реактора

Замедлители нейтронов: вода,

углерод (графит) или другие лёгкие

ядра.

В воде - водород \rightarrow резкое замедл.

нейтр.

Ещё исп. отражатели нейтронов, чтобы напр. замедл. нейтроны в одну сторону

41) Прямые опыты по доказательству существования нейтрино Комптона за работой эд. реакт.

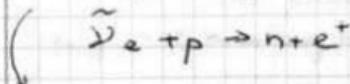
$$\bar{\sigma}_0 \approx 10^{-43} - 10^{-44} \text{ см}^2$$

$$m_\nu \approx 0, \mu_n = 0, z_\nu = 0$$

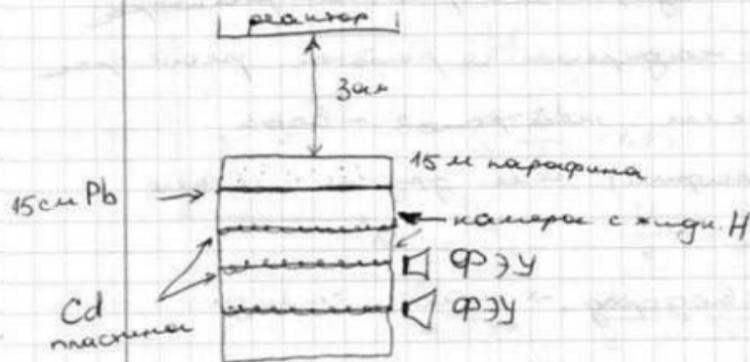
$$N_2 \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$$

$$\bar{\ell} = \frac{1}{\bar{\sigma}_0 N_2} \approx \frac{1}{10^{-44} \cdot 10^{22}} \approx 10^{22} \text{ см} \approx 10^{17} \text{ км} - \text{ср. гл. свобод. пробега нейтрино в земной коре}$$

Реакция где обнаружены антинейтрино



США, 1956. Коуэн с сотрудниками
Саванна Ривер



на урне Cd сраст $\Phi \rightarrow \gamma$ (фотоэлектроны,
уникальные), регистрируются сцинтилляцией

500 $\Phi \rightarrow \gamma$

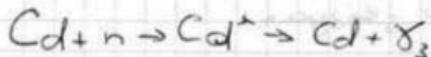
1500 часов раб
на год

~~10¹³ нейтр / см² сек~~

10^{13} нейтр / см² сек

$$e^+ + e^- = 2 \times (0.5 M + B)$$

регистрируется
200 случаев
30 важнейших
случаев н. свращения
и фото

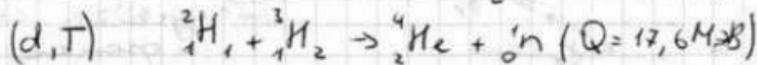
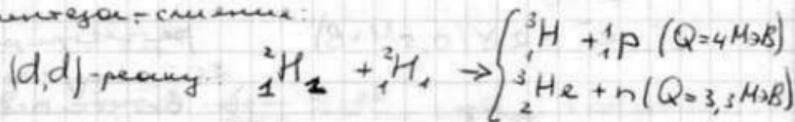


42) Реакции синтеза атомных ядер.

Термоэнергетические реакции

- А) Реакции синтеза где получение быстрых (монохроматич. нейтронов)

синтеза-слияния:



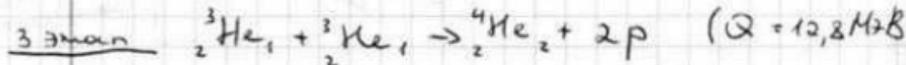
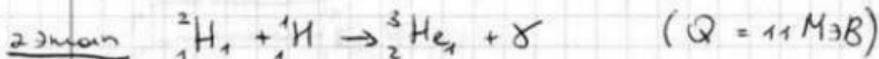
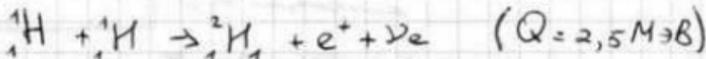
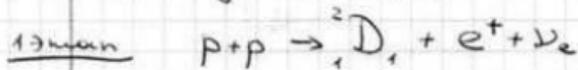
где (p,p) кулоновский барьер

сост. $\sim 0,1\text{МэВ}$

- Б) реакции в звездах

Реакции синтеза в звездах протек.

по след. этапам:



суммар выдел. энергии $\sim 26\text{МэВ}$

21.05 (45) Ядерные оболочки. Св-ва ядер

согласно оболочечной модели

по энергии. положению уровней

согласно оболочеч. модели сущ.

5 оболочек

оболоч.	состояние нуклонов	кол-во частиц в данной обол.	кол-во частиц в данной обол.
I	$1s_{1/2}$	$(2j+1) \rightarrow 2$ ↓	2
II	$1p_{3/2} + 1p_{1/2}$	$4+2 = 6$	8
III	$1d_{5/2} + 1d_{3/2} + 2s_{1/2}$	$6+4+2 = 12$	20
IV	$1f_{7/2} + 1f_{5/2} + 2p_{3/2} + 2p_{1/2} + 1g_{7/2}$	$8+6+4+2+10 = 30$	50
V	$1g_{9/2} + 2d_{5/2} + 2d_{3/2} + 3s_{1/2} + 1f_{7/2}$	$8+6+4+2+12 = 32$	82

Св-ва ядер согласно оболоч. модели:

1) суммарн. спин ядра, составлен. из спин. числа нейтронов и протонов, равен 0.

2) суммарный момент четных ядер опред-ся квантовым х-каром четного нуклона, т.е.

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

по сумме $\vec{I} = \vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$

3) Энергие уровни с данным числом узлов волн φ - N увелич. с увеличен. данного кв. числа

4) ур-ни с большими значениями J имеют меньш. тем ур-ни с меньшими J

5) энергия расщепления ^{сим-орбитального} увеличивается с ростом l .

6) ограничение модели модели справедливо для сферических или близких к сферическим ядер.

7) модель ядр. оболочки объясняет наличие возмущ. сост-ий в ядре и их инвент. x -ии

Раздел VI

Космические лучи и элементарная
частицы (их классификация)

④ Космические лучи. Первичное
космическое излучение

Первичное излучение - галактическое
излучение, солнечное космич. излучение

A Состав первичного излучения

$p \sim 92\%$ - протоны

$L \sim 7\%$ - L -частицы

лёгкие ядра $\sim 98\%$

тяжёлые ядра $\sim 10^{-6}\%$

электроны + позитроны $\sim 10^{-2}\%$

особенности:

- аномально большое кол-во
примесей в виде лёгких
лёгких ядер по ср. с тяжёлыми.

- в космич. лучах отношение
числа ядер $N_2(^3He) / N_{\alpha}(^4He) \approx$
 ≈ 630 р больше, чем на Земле

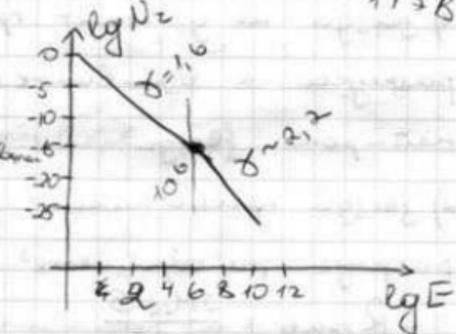
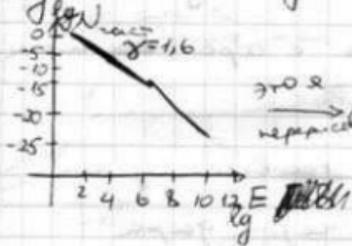
Б Энергетический спектр первичного космич. излучения

N_z - число частиц

$N_z \sim E^{-\delta}$ где δ - индекс в диван. $(10^{-10}) \Gamma_{\text{эВ}}$

$1 \Gamma_{\text{эВ}} = 10^9 \text{эВ}$

$\lg N_z \sim -\delta \lg E$



В Происхождение космического излучения

1) факты:

- ↓
- 2) состав иониз. излуч., пространств. распредел., большие энергии частиц
- 3) согласуются с предположением, что косм. лучи образуются в результате взрыва сверхновых звезд.
- если масса сверхновой звезды $M_{\text{эВ}}$



$M_{зв} < 4 M_{\odot}$ - образуется Белый карлик

$M_{зв} > 4 M_{\odot}$ - при умирании возможна

~~образуется~~ гравитационный коллапс,
приводящий к 2^м результатам:

1) звезда не достигает гравитационного
радиуса и взрывается с образованием
нейтронной звезды.

2) звезда приближается гравитационн.
радиусу, и образуется чёрная дыра

$$R_{\text{грав}} = \frac{2M_{зв} G}{c^2}$$

$M_{зв}$ - масса зв.

G - гравит. коэф.

c - скор. света

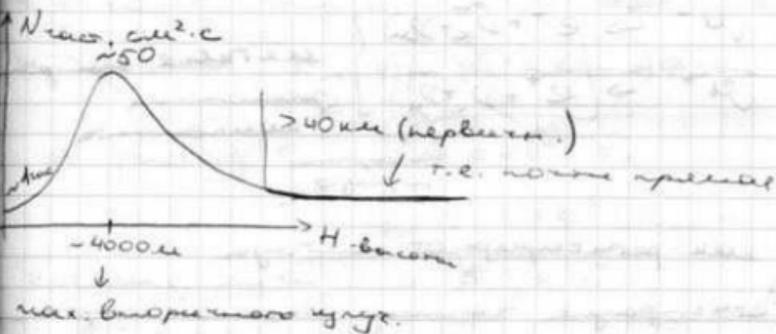
$$R_{\text{грав}} (\text{Солнца}) \sim 3 \text{ км}$$

$$R_{\text{грав}} (\text{Земли}) \sim 0,9 \text{ см}$$

17) Космические лучи. Вторичное

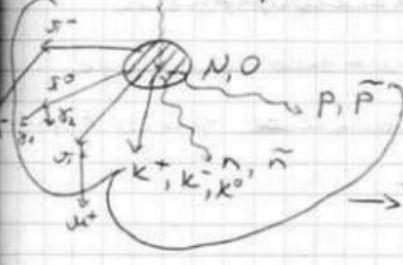
космическое излучение

А) Распределение числа частиц по высоте



Б) Процессы, происх. в атмосфере

при падении безэнергетической частицы



генерируются
 протоны-антипротоны,
 нейтроны-антинейтроны,
 мезоны

→ т.е. образуется жесткая (ядерная) компонента космического излучения

после этого происх. распады:

$$\begin{aligned}
 \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\
 \pi^0 &\rightarrow 2\gamma \\
 \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu \quad K^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu
 \end{aligned}$$

все частицы после этого распада
наз. мюонно-нейтринная
жесткая компонента.

После этого

$$\begin{array}{l} \mu^- \rightarrow \left[e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \right] \\ \mu^+ \rightarrow \left[e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \right] \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} \mu^- \\ \mu^+ \end{array}} \right\} \begin{array}{l} \text{легкая электронная} \\ \text{радионная} \\ \text{компонента} \end{array}$$

↑
как показано
на рисунке

как регистрируют частицы?

Регистрация частицы большой энергии
производится комплексом, регистрирую-
щим радиационное + детектор
частицы

ШАЛ - широкий атмосферный
ливень (см схему) - это частица,
создающая такие большие числа вторичных

48) VII СВ все и классификация элементарных частиц 25.05

Элементарные частицы не имеют состава.

компонент

в оптике - фотон (свет)

в атомной физике - e^- , p , фотон (свет + рентген)

яд. физика p , n , $(\gamma$ -квант) фотон
протон нейтрон

β -распад $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$

$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$

касионы: p, \bar{p}, n, \bar{n}

$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$

$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$

$\pi^0 \rightarrow e^- + e^+ + \gamma$

$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$

частица \rightarrow античастица

$e^- \rightarrow e^+$

$\pi^+ \rightarrow \pi^-$

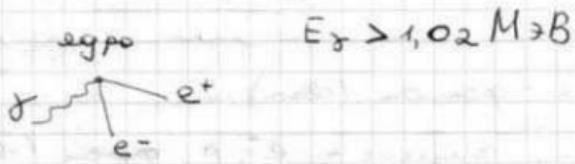
$\mu^- \rightarrow \mu^+$

π^0 - мезон час. = антич.

γ и ν час. = антич.

49) Св-ва частиц.

1) частицы, рождение и взаимодействие превращение



$$p + p \rightarrow p + p + \pi^0 - \text{мезон}$$

$$m_{\pi^0} \approx 263 \text{ мэ} \quad (135 \text{ МэВ})$$

$$E_{\text{порог}} (\pi^0) > 290 \text{ МэВ}$$

2) взаимное превращение частиц:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu}$$

из-за взаимно. мюоны с нейтрино и нейтринной лем, это слабое взаимно.

50) Типы взаимодействий

тип взаимодействия	Интенсивность (константа взаимодействия)	ρ (см) Радиус	σ (см ²) Сечение	ν (с) Время	переносчики
гравит.	$g_g = 1$	10^{-13}	10^{-24}	10^{-22}	π -мезоны ($S=0$) ГЛЮОНЫ ($S=1$)
электромагнит.	$g_{em} \approx 10^{-2}$	$\sim 10^{-8}$	$\sim 10^{-12} - 10^{-15}$	$10^{-7} - 10^{-9}$	γ -кванты ($S=1$)
ядер.	$g_{cn} = 10^{-12}$	$< 10^{-11}$	$\sim 10^{-43}$	$\sim 10^{-10}$	W^\pm -бозоны Z^0 -бозоны
слабый	$g_{gr} \approx 10^{-31}$	∞	неоп.	неоп.	Гравитоны ($S=2$)

предлагаем.

51) Классификация элементарных частиц

А) по спину: бозоны и фермионы

Бозон - целый спин (только переносчики взаимодействия)

Бозоны: мезоны, глюоны, γ -кванты,

бозоны (W^\pm , Z^0), гравитоны.

Фермионы: e , ν , p , n , μ (ионы и μ -мезоны)

Б) Классификация по времени жизни
 стабильные, квазистабильные,
 (резонансы)
 резонансные

Стабильные: p, e, γ -квант

Квазистабильные: n (12 мин) $\sim 10^{-20}$ сек
 (резонансы)

Резонансные: $T_{1/2} < 10^{-20}$ сек

$$\Delta E \cdot \tau \sim \hbar$$

if $\tau \sim 10^{-20}$ сек, то $\Delta E \sim m_e c^2$

Спектр энергий. сст. такой частицы непрерывен

52) Классификация по типу взаимодействия

с семейства: 1. фотоны

2. лептоны

3. адроны

1) Фотоны γ -квант ($S=1$) - стабильны.
 имеет только ЭМ взаимодействие $m_\gamma = 0$ - левое

2) Лептоны: e^-, e^+ , нейтрино (лептонное)
 ЭМ и слаб. взаимодействие $L_e = 1$

μ^- (мюоны), нейтрино мюонное ν_μ
 $L_\mu = 1$

53) Кварковая модель адрона

задачи:

барцион $B=1$, антибарцион $B=-1$

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

\downarrow \downarrow \downarrow
 $B=1$ $B=1$ $L_e=1$ $L_e=-1$

Для обмена e^- -в адроне ввож 5 кварки.

Тип кв	спин	Баритон. число, B	Электрич. заряд	
u	1/2	1/3	2/3	up - quark
d	1/2	1/3	-1/3	down
s	1/2	1/3	-1/3	strange
c	1/2	1/3	2/3	charm
b	1/2	1/3	-1/3	bottom

если взять за основу название этих кварков, то спол их комбинаций можно получить любой адрон:

$$p = uud$$

$$n = udd$$

$$\pi^+ = u\bar{d}$$

$$\pi^- = \bar{u}d$$

$$\pi^0 = \bar{u}u, \bar{d}d$$

$$K = u\bar{s}$$

- 1) 1. Протонно-электронная модель ядра. Азотная катастрофа.
- 3) 2. Опыты Боте и Беккера по взаимодействию α -частиц с ядрами. Открытие нейтрона Чадвиком. р-п модель ядра.
- 5) 3. Масштаб энергий, расстояний и времени в ядерной физике. Понятие о природе ядерных взаимодействий.
- 8) 4. Классификация ядер. Заряд ядра и экспериментальные методы его определения.
- 10) 5. Масса ядра. Экспериментальные методы ее определения.
- 12) 6. Масс нейтрона. Экспериментальные методы ее определения.
- 13) 7. Энергия связи ядра. Зависимость удельной энергии связи ядра от массового числа.
- 14) 8. Капельная модель ядра. Вычисление энергии связи данного ядра на основе капельной модели (формула Вейтзекера).
- 17) 9. Вычисление стабильного изобара ($A=\text{конст}$).
- 18) 10. Вычисление радиуса ядер.
- 20) 11. Распределение зарядов внутри нуклонов.
- 21) 12. Спин и магнитный момент ядра. Сверхтонкое расщепление спектральных линий излучения атома.
- 24) 13. Вычисление энергии сверхтонкого расщепления. Спектроскопические методы определения спинов ядер.
- 26) 14. Систематика спинов и магнитных моментов ядер. Одночастичная модель Шмидта.
- 28) 15. Магнитные методы измерения магнитного момента ядра. Метод Штерна и Герлаха.
- 29) 16. Магнитные методы измерения магнитного момента ядра.
- 31) 17. Измерение магнитного момента нейтрона.
- 33) 18. Четность волновых функций, описывающих атом.
- 35) 19. Форма ядра. Электрический, дипольный и квадрупольный момент ядра.
- 39) 20. Возможность радиоактивного распада и его законы.
- 42) 21. α -распад. Энергетика -распада.
- 45) 22. α -распад. Механизм -распада. Туннельный эффект. Закон Гейгера-Неттола.
- 48) 23. Следствия из закона Гейгера- Неттола.
- 50) 24. β -распад. Три вида -распада.
- 53) 25. Механизм -превращений (1-е приближение)
- 53) 26. Схема -превращений. Характер -спектров. Гипотеза о нейтрино.
- 55) 27. Частицы и античастицы. Нейтрино и антинейтрино.
- 57) 28. Определение массы нейтрино.
- 58) 29. Понятие о теории -превращений.
- 76) 30. Несохранение четности при -превращениях.
- 78) 31. Явление -излучения ядер. Законы сохранения.
- 80) 32. γ -излучения ядер. Вероятность переходов.
- 60и82) 33. Внутренняя конверсия -лучей.
- 62и84) 34. Эффект Мессбауэра.
- 66и88) 35. Проверка ОТО. Измерение красного смещения в лабораторных условиях.
- 68и90) 36. Законы сохранения в ядерных реакциях.
- 71и93) 37. Классификация ядерных реакций по типу взаимодействия. Прямые ядерные реакции. Реакции прохождения через образование компаунд ядра.
- 73и95) 38. Классификация ядерных реакций по типу падающих частиц.
- 74и96) 39. Особенности реакции с нейтронами.
- 75и97) 40. Реакции деления тяжелых ядер. Цепные реакции.
- 100) 41. Прямые опыты по доказательству существования нейтрино.
- 102) 42. Реакции синтеза. Термоядерные реакции.
43. Модели ядерных оболочек. Введение моделей.
44. Модели ядерных оболочек. Одночастичные состояния.
- 103) 45. Ядерные оболочки. Свойства ядер согласно оболочечной модели.
- 105) 46. Космические лучи. Первичные космические лучи.
- 108) 47. Космические лучи. Вторичные космические лучи.
- 110) 48. Перечень известных частиц.
- 111) 49. Свойства частиц.
- 112) 50. Типы взаимодействия.
51. Классификация элементарных частиц.
- 113) 52. Классификация по типу взаимодействий.
- 115) 53. Кварковая модель адронов.