

1. Передісторія ядерної фізики. Основні властивості стабільних ядер.
2. Енергетичні співвідношення в ядерній фізиці.
3. Властивості ядер.
4. Моделі ядерної матерії.
 - 4.1. Гідродинамічна (краплинна) модель ядра.
 - 4.2. Модель ядра у формі виродженого Фермі-газу.
 - 4.3. Оболонкова (магічна) модель ядра.
 - 4.4. Узагальнена модель ядра.
5. Характеристика внутрішньоядерних сил.
 - 5.1. Електронно-магнітна взаємодія.
 - 5.2. Сильна взаємодія.
 - 5.3. Ефект Казіміра.
 - 5.4. Слабка взаємодія.
6. Радіоактивні перетворення ядер.
7. Спонтанний α -розпад.
8. Врахування екранування для α -розпаду.
9. Спонтанний поділ ядер.
10. Умови ділення важких ядер на основі динамічної моделі.
11. β -розпад ядер.
12. Ефект Мессбауера.
13. Ядерні реакції.
14. Закони збереження для ядерних реакцій.
15. Резонансні ядерні реакції за участі γ -квантів.
16. Ядерні реакції під дією нейтронів.
17. Взаємодія нейтронів з різними ядрами.
18. Ланцюгова реакція ділення важких ядер.
19. Ядерні реактори.
20. Реактор біжучої хвилі.
21. Некерований ядерний вибух.
22. Керований та некерований ядерний синтез.
23. Критерій Лоусона.
24. Шляхи реалізації керованого термоядерного синтезу.
25. Систематика та природа елементарних частинок.
26. Кваркова структура елементарних частинок.
27. Струнна теорія елементарних частинок.
28. Еволюція Всесвіту.
29. Сценарій розвитку гарячого Всесвіту.
30. Рівноважний стан ультра релятивістської зірки.
31. Нейтранізація зіркової речовини.
32. Зірковий етап еволюції Всесвіту.
33. Схема еволюції зірок в залежності від маси.

1. Сивухин "Общий курс физики", Т. 5.
2. Мамеров "Основы теории атомного ядра"
3. Широков, Яодин "Ядерная физика"
4. Хаденко, Ямбико "Физика атомного ядра та частинки"
5. Атомна та ядерна фізика у прикладах та завданнях

Історія ядерної фізики основні властивості стабільних ядер

- 1896 р. - Беккерель відкрив α -промінь.
- 1911 р. - планетарна модель атома Резерфорда
- 1919 р. - Резерфорд спостерігав важки позитивні заряджені

Характеристики протона: $m_p = 938,2 \text{ MeV} = 1,6 \cdot 10^{-24} \text{ г}$

$= 1836,1 m_e$

$m_p = 2,79 m_n$, $m_n = \frac{e h}{2 m_p c} \approx 10^{-23} \text{ СГСЕ}$ - ядерний магнетон

однина вимірювання ядерного магнетону

Емпірична залежність: $M_{\text{яд}} \approx A m_p$

Моделі $A=5$, $Z=2e$, тоді $5p$ і $3\bar{p}$ - така модель ядра

Взялимо D (дейтрон), $A=2$, $q=e$ - утворити ядро не

можливо, оскільки D бозон, а можливі комбінації тільки

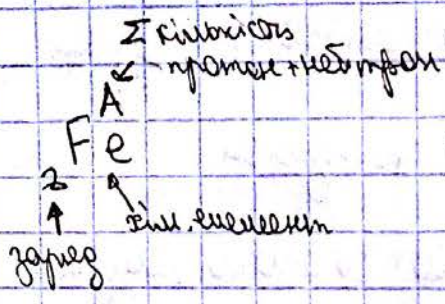
ферміонів. / Було встановлено, що магнітне поле в ядрі має виконатися

1932 р. - Чадвік, Бете, Беккерель - відкриття нейтрона.

$m_n = 939,5 \text{ MeV} = 1838,6 m_e \approx 1,6 \cdot 10^{-24} \text{ г}$

1933 р. - протек нейтронна модель ядра Явкевича - Гейзенберг

Безр.



A - массовое число

протоны + нейтроны = ядро
 ↓
 нуклоны

Ядерные реакции на:

- ① $A = const$ - изобары 3_2He , 3_1T
- ② $Z = const$ - изотопы ${}^1_1p \equiv H^1$, ${}^2_1d \equiv D^1$, ${}^3_1t \equiv T^3$

$Fe^{56} - 91\%$; $Fe^{57} - 2,2\%$; $Fe^{58} - 0,2\%$

③ изотопы, $A - Z = const$

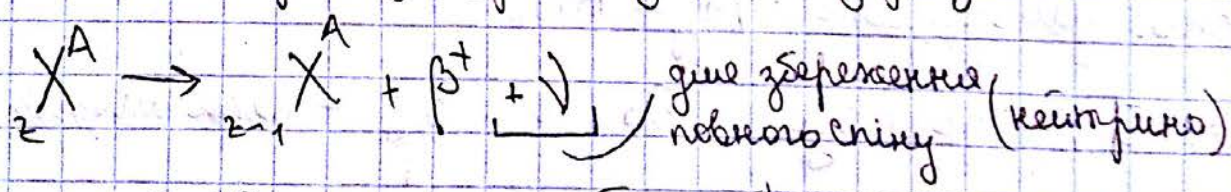
④ изомеры, $A = const$, $Z = const$, μ, P - физич.

Sn^{113} , Sn^{115m} - близкий к стабильности
 физический

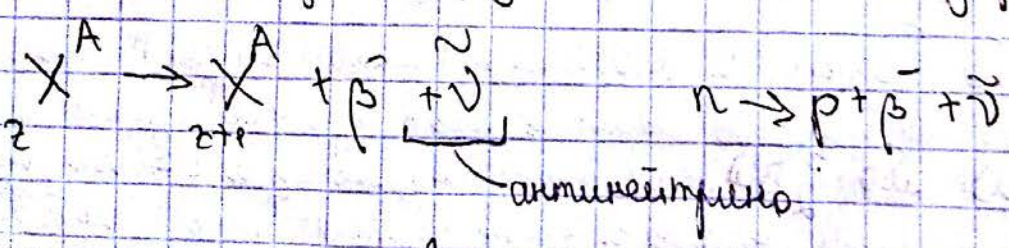
$$Z_{opt} = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}}$$

при такой соотношении ядра наиболее стабильны

Если $Z > Z_{opt}$ - у ядра избыток заряд



$Z < Z_{opt}$ - ядру треба набрать заряд



Час життя n у вакууму приблизно 1000сек

Енергетичні співвідношення в ядерній матерії

$$E_{zg} = Z m_p c^2 + (A-Z) m_n c^2 - X(A, Z) m c^2 \quad \text{— енергія зв'язку}$$

$$1 \text{ а.о.м.} = \frac{M({}_6\text{C}^{12})}{12}$$

$$\text{Дефект мас (енергетичний)} = \Delta M = M(A, Z) c^2 - A \frac{M({}_6\text{C}^{12})}{12} c^2, \text{ MeV}$$

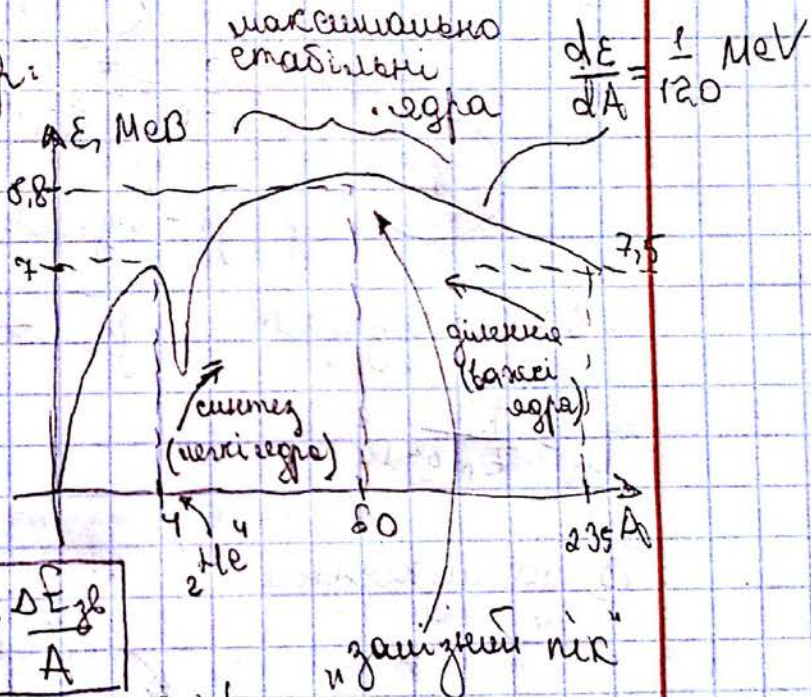
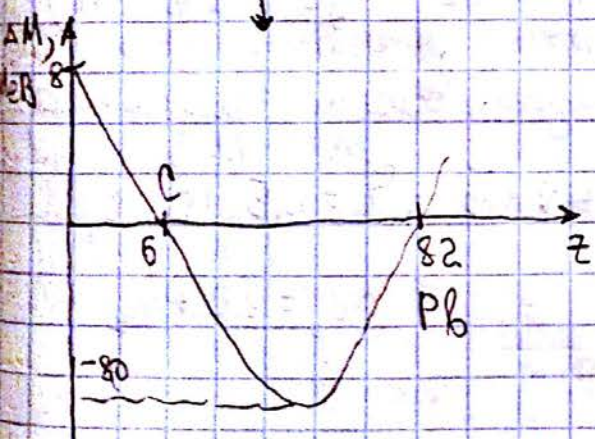
$$\Delta = \frac{\Delta M}{\frac{M({}_6\text{C}^{12})}{12} c^2} = \frac{M(A, Z)}{\left(\frac{M({}_6\text{C}^{12})}{12}\right)} - A$$

$$\Delta M_n = 8071,43 \text{ keV}$$

$$\Delta M_p = 7288, \text{ keV}$$

$$\Delta_p = 0,007276, \quad \Delta_n = 0,008665$$

Дефект мас для різних ядер:



Витона енергія зв'язку:

$$\epsilon = \frac{\Delta E_{zg}}{A}$$

$${}^1_1\text{H} \quad \epsilon = 2,83 \text{ MeV};$$

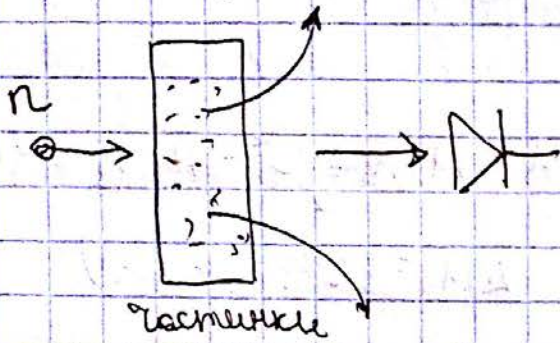
$${}^4_2\text{He} \quad \epsilon = 7,07 \text{ MeV}$$

$${}^7_3\text{Li} \quad \epsilon = 5,6 \text{ MeV}$$

Властивості ядер

Розмір ядер:

1) Бомбардування швидкими нейтронами ($\lambda = \frac{296h}{m v} \approx \sqrt{v}$)



$$dN = -N \underbrace{\sigma}_{\text{переріз}} n \, dx \Rightarrow$$

кількість частинок, що проходять

$$N = N(0) e^{-\sigma n x} \rightarrow \text{масивний розподіл}$$

Розмірами ядер $\lambda \approx \sqrt{v}$

2) метод ядерної оптики (припущення, що ядро точкове)

$$E_n = \frac{Z^2 e^4 m_e}{2\hbar^2 n^2} ; \omega_{n\ell} = \frac{Z e^2 m_e}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{\ell^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$



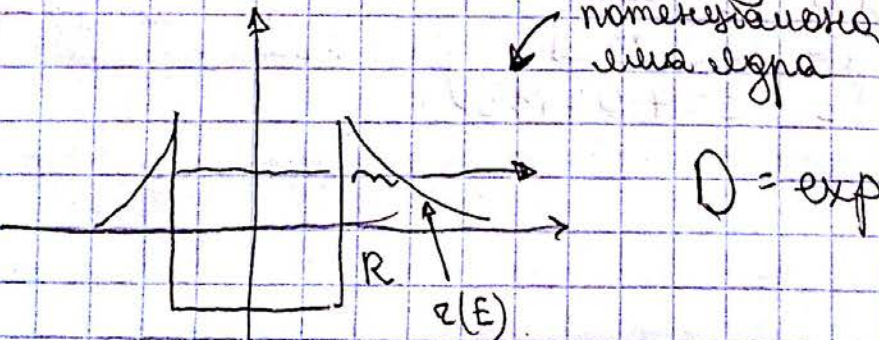
μ - відрізки μ -мезони, вони не вносять внеску в енергію

1938 - відкриття $\mu \rightarrow \beta + \nu + \bar{\nu}$; $\tau = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$,

$$\tau_n = \frac{\hbar^2}{Z m_e^2 n^2}$$

$$m_\mu = 207 m_e$$

3) дослідження α -розпаду



$$D = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_R^{z(E)} \sqrt{2m(V(z)-E)} \, dz \right\}$$

Встановлено, що $R \approx R_0 A^{1/3}$, де $R_0 \approx 1,2 \div 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}$

Формула, що охарактеризує швидкість розпаду ядер

в сегри: $\rho = \frac{\rho_0}{1 + \exp(\frac{z-R}{a})}$, где $R = R_0 A^{1/3}$ - формула Ферми

$a = 5,5 \cdot 10^{-14}$ см - диффузия или радиус сегри

$\rho_0 = 4,8 \cdot 10^{38}$ см⁻³ - плотность конденсации нуклонов в ядре.

Для нуклонов в ядре нас интересуют $j-j$ связи.

$\bar{j} = \bar{L} + \bar{S}$; $S_z < \hbar \sqrt{j(j+1)}$ - Спин та магнитный момент ядра

$$j = \begin{cases} L + 1/2; & (\bar{S}\bar{L}) > 0 \\ L - 1/2; & (\bar{S}\bar{L}) < 0 \end{cases}$$

Величина магнитного момента: $M_z = \frac{e\hbar}{2m_e c}$

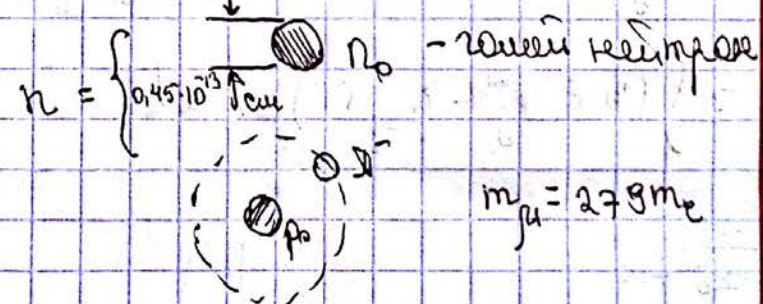
Магнитные моменты ядерных частиц:

ядро	$S_z(j)$	M
n	$\hbar/2$	$-1,91 \mu_n$
p	$\hbar/2$	$2,79 \mu_n$
$d \equiv H^2$	\hbar	$0,86 \mu_n$
$t \equiv H^3$	$\hbar/2$	$3 \mu_n$
He^4	0	0
n^{15}	$9\hbar/2$	$5,5 \mu_n$

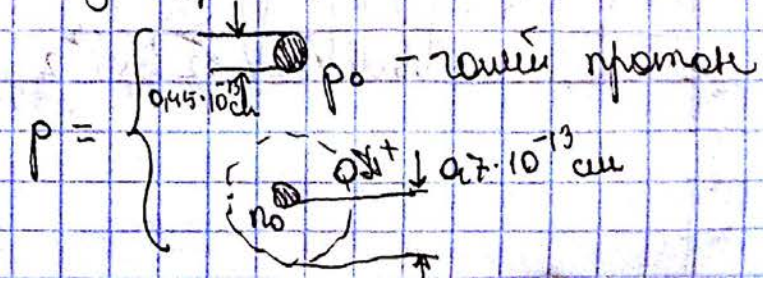
$$\mu_n = \frac{e\hbar}{2m_n c}$$

↑
верный момент

Структура нейтрона:



Структура протона:



$$m_{\mu} = 279 m_e$$

$$\bar{M}_n = \left(1 - \frac{t}{T}\right) M_{n0} + \frac{t}{T} (M_{p0} - M_{\pi^-}) = -1,91 \mu_0 \quad \text{магнитный момент нейтрона}$$

$$\bar{M}_p = \frac{t}{T} M_{\pi^+} + \left(1 - \frac{t}{T}\right) (M_{p0}) = 2,79 \mu_0 \quad \text{магнитный момент протона}$$

Для ускорения системы требуется $\mu_{\pi^+} \approx \frac{t}{T} \mu_0$
 $\frac{t}{T} = 0,3$

Характерный час $T = 10^{-23}$ с

t - время гаша нейтрону ($\frac{dt}{dt} \rightarrow p_0$
 $(1 - \frac{dt}{dt}) \rightarrow n_0$)

- дипольный момент и квадрупольный момент

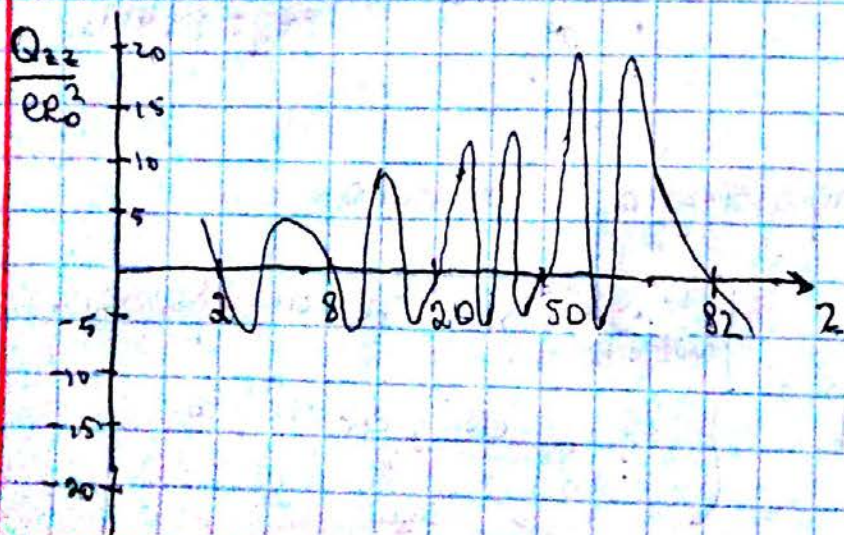
$$\bar{D} = \sum_i e_i \bar{r}_i = \int \bar{r} \rho_e(\bar{r}) dV$$

Если тело сферически симметрично, то электродипольный момент = 0.

$$Q_{ij} = \sum_{\alpha} e_{\alpha} (3x_i^{(\alpha)} x_j^{(\alpha)} - \delta_{ij} r_{\alpha}^2) = \left[\text{квадратично вырожденное тензорное поле} \right]$$

$$= \int (3x_i^{(\alpha)} x_j^{(\alpha)} - \delta_{ij} r_{\alpha}^2) \rho_e dV$$

$$/ R = R_0 A^{1/3}$$



Барионный заряд: $q_B = n_p = 1$ / позитивность n
 антибарионный $= -1$

Закон сохранения барионного заряда: $\sum_i n_i = \text{const}$
 $n_p = n_{\bar{p}} = 0$ (для электрона) / $p + \bar{p} \neq 2p + \gamma$


Модель ядерной материи
 (структура ядра)

- Гидродинамическая (квантовая) модель ядра (Бор, Виланш)

$z, A - z \equiv N$

$E_{\text{ядра}} \equiv M(A, z)c^2 = z m_p c^2 + (A - z) m_n c^2 - \epsilon_1 A + 4\pi R \delta S + \frac{3z^2 e^2}{5R} A^{1/3} \oplus$

$E_{\text{кулон}} = z \bar{E}_1 = z \frac{\int (ze \frac{r}{R^3})}{\int 4\pi r^2 dr} 4\pi r^2 e dr = \frac{3}{5} \frac{z^2 e^2}{R}$



$\oplus \epsilon_4 \frac{(A - z)^2}{A} + \frac{\delta}{A^{3/4}}$, где $\delta = \begin{cases} -181, \text{ пп} \\ 0, \text{ пн} \\ 181, \text{ нн} \end{cases}$

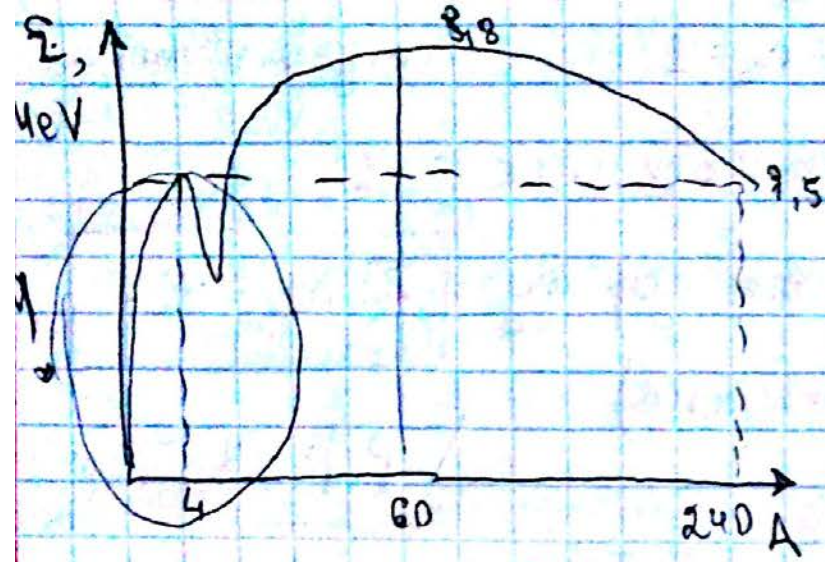
н-парная / н-непарная

$E_{\text{я}} = z m_p c^2 + (A - z) m_n c^2 - M(A, z) = \epsilon_1 A - \epsilon_2 A^{2/3} - \epsilon_3 \frac{z^2}{A^{1/3}} - \epsilon_4 \frac{(A - z)^2}{A} + \frac{\delta}{A^{3/4}}$

$\epsilon = \frac{E_{\text{я}}}{A} = \epsilon_1 - \frac{\epsilon_2}{A^{1/3}} - \epsilon_3 \frac{z^2}{A^{4/3}} - \epsilon_4 \frac{(A - z)^2}{A^2} - \frac{\delta}{A^{3/4}}$

близко к нулю / *нуклонная энергия* / *электромагнитная энергия* / *энергия поверхности*

- $\epsilon_1 = 15,75 \text{ MeV}$
- $\epsilon_2 = 17,8 \text{ MeV}$
- $\epsilon_3 = 0,71 \text{ MeV}$
- $\epsilon_4 = 94,8 \text{ MeV}$
- $181 = 34 \text{ MeV}$



Дошигуемо на екстремуми
 ϵ в односно A и z :
 при малих A - човбно ϵ
 зростається в значення, а
 при великих A - повертає

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial z} = -\frac{2\epsilon_3 z}{A^{4/3}} + \frac{2\epsilon_4 (A_2 - z)}{A^2} = 0 \quad | \cdot \frac{A^2}{2} \rightarrow$$

$$-\epsilon_3 z A^{2/3} + \epsilon_4 (A_2 - z) = 0 \Rightarrow z(\epsilon_4 + \epsilon_3 A^{1/3}) = \frac{\epsilon_4 A}{2} \quad | \cdot \frac{2}{\epsilon_4} \Rightarrow$$

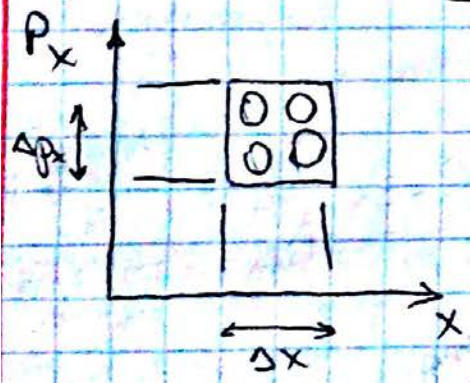
$$z_{opt} = \frac{A}{2(1 + \frac{\epsilon_3}{\epsilon_4} A^{1/3})} = \frac{A}{2 + 0,015 A^{1/3}}$$

при $A = 125$, $z_{opt} = \frac{A}{2 + 0,15}$

Формула несправедлива для малих A (!)

Модель ядра у сферичній вільнозв'язаній

Сферичній - кау



$$N_x = \frac{\Delta \Gamma}{2\pi \hbar} = \frac{\Delta p_x \Delta x}{2\pi \hbar}$$

Зважаючи, що маємо
 сферичну потенціальну
 яму з нерозривними
 стінками

$$\delta p_i \delta q_i = 2\pi \hbar n_i$$

$$\delta p_i \delta q_i \sim 2\pi \hbar$$

Виведемо го 3-вимірною вимірю:

$$N = \frac{\int d^3 p \int d^3 q}{(2\pi \hbar)^3} \quad \text{кількість квантів}$$

$g = 2J+1$ - кратность вырождения

Для нулевого $g = 2$ (фермионы)

$$N = 2V \int dR \int p^2 dp \cdot \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{V \int p^2 dp}{\pi^2 \hbar^3}$$

$\frac{p^2}{2m} \gg kT$ - условие вырождения

$p_0 \ll kT$ - условие невырождения

Система степеней свободы и импульсов:

$$p_p = \frac{\partial N}{\partial p} = \frac{V p^2}{\pi^2 \hbar^3}; \quad p_E = \frac{\partial N}{\partial E} = \frac{\partial N}{\partial p} \cdot \frac{dp}{dE} = p_p \cdot \frac{1}{(dE/dp)}$$

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \rightarrow dE/dp = \dots$$

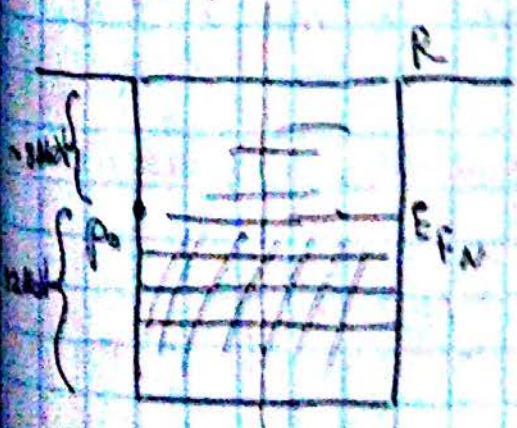
$$\frac{dE}{dp} = \frac{2pc^2}{2\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}} = \frac{pc^2}{E}; \quad \text{где } E \approx mc^2 \Rightarrow \frac{dE}{dp} = \frac{p}{m}$$

$$p_E = \frac{\partial N}{\partial E} = \frac{V p m}{\pi^2 \hbar^3}$$

наибольшая ΔE - средняя величина или равна

$$\Delta E = \frac{\partial E}{\partial N} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{V p m}$$

Для нейтронов:



$$N = A - Z$$

$$N = \frac{V p_0^3}{3\pi^2 \hbar^3} \Rightarrow p_0 = \sqrt[3]{\frac{3\pi^2 \hbar^3}{V} N}$$

$$E_{F,N} = \frac{p_0^2}{2m} = \left(\frac{3\pi^2 N}{V} \right)^{2/3} \cdot \frac{\hbar^2}{2m}$$

$$\approx \left[V = \frac{4}{3} \pi R^3 \right] \approx \left(\frac{3\pi^2 N}{4\pi R^3} \right)^{2/3} \cdot \frac{\hbar^2}{2m} \approx 32 \text{ MeV}$$

Для ядра полагается $N = A/2$; $E_F = \dots$

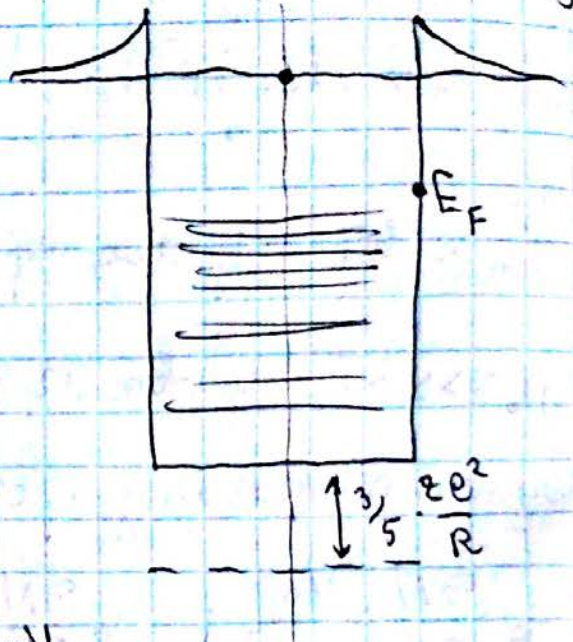
Ферми-газ:

Для протонов треба врахувати потенціальному енергію від штевітування.

$$\bar{E}_k = \frac{3}{5} \cdot \frac{ze^2}{R} \text{ — для одного електрона}$$

$$P_{02} = \sqrt{\frac{3 \cdot 9 \cdot 2 \cdot h^3 z^3}{V}}$$

$$T_{F2} = \frac{P_{02}^2}{2m} = \left(\frac{9 \cdot 2 \cdot h^3 z^3}{4A} \right)^{2/3} \cdot \frac{h^2}{2m \cdot 0^2}$$



Для оцінок $z = A^{1/2}$ і маємо $T_{F2} \approx 32 \text{ MeV}$

Ділимо кінетичську енергію $\frac{3}{5} \cdot \frac{ze^2}{R}$:

$$A E_{\text{kin}} = \frac{3}{5} \cdot \frac{ze^2}{R} = \left[\begin{matrix} \text{беремо} \\ \text{з табл. } 92 \end{matrix} \right] = \frac{0,6 \cdot 92 \cdot 2,5 \cdot 10^{-19}}{1,3 \cdot 10^{-15} \cdot 6,3} \approx \frac{15 \cdot 10^{-5} \text{ ерг}}{1,6 \cdot 10^{12}}$$

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ ерг}$$

$$\approx 6 \div 7 \text{ MeV}$$

Знайдемо середню кінетичську енергію:

$$\bar{T} = \frac{\int_0^{p_0} T(p) \frac{dN}{dp} dp}{\int_0^{p_0} \frac{dN}{dp} dp} = \frac{\int_0^{p_0} \frac{p^2}{2m} \cdot \frac{V p^2}{4\pi^2 h^3} dp}{\int_0^{p_0} \frac{V p^2}{4\pi^2 h^3} dp} = \frac{1}{2m} \cdot \frac{p_0^5}{5 p_0^3} = \frac{3}{5} \left(\frac{p_0}{2m} \right) = \frac{3}{5} E_F$$

Знайдемо повну кінетичську енергію протон-нейтронного газу

$$T_{\Sigma} = N \bar{T}_N + z \bar{T}_z = \frac{3}{5} \cdot \frac{h^2}{2m \cdot 0^2} \left(\frac{9 \cdot 2}{4A} \right)^{2/3} \left\{ N^{5/3} + z^{5/3} \right\}$$

Робимо заміну $N - z = \delta$; $N = (A + \delta)^{1/2}$
 $N + z = A$; $z = (A - \delta)^{1/2}$

$$T_Z = \frac{3\hbar^2}{10\pi r_0^2} \left(\frac{95}{4A}\right)^{2/3} \cdot \frac{1}{2^{5/3}} \left\{ (A+\delta)^{5/3} + (A-\delta)^{5/3} \right\} =$$

$$= \frac{3\hbar^2}{80\pi r_0^2} \cdot \frac{(95)^{2/3}}{1} \cdot \frac{A^{5/3}}{A^{5/3}} \left\{ \left(\frac{A+\delta}{A}\right)^{5/3} + \left(\frac{A-\delta}{A}\right)^{5/3} \right\} = SA \left\{ 1 + \frac{\delta}{A} \cdot \frac{5}{3} + \frac{5}{3} \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{\delta^2}{A^2} + \right.$$

$$\left. + 1 - \frac{5}{3} \cdot \frac{\delta}{A} + \frac{5}{9} \cdot \frac{\delta^2}{A^2} \right\} = 2SA \left(1 + \frac{5}{9} \frac{(N-2)^2}{A^2} \right) = 2SA + \frac{10}{9} \frac{S(N-2)^2}{A}$$

Енергія на одну нуклон:

$$\frac{T_Z}{A} = \frac{2S}{1} + \frac{10}{9} \frac{S(N-2)^2}{A^2} \quad \epsilon_4$$

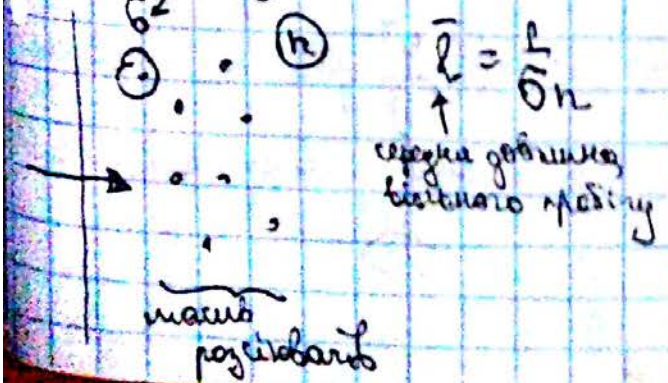
Оболонкова модель ядра

У моделі поперечник $dN/dE \sim \rho \sim \sqrt{E}$

Там:

- Є одиниць граничний центр ядра
- Внутрішню частину не враховується
- Вікритиєр Гаузі
- Спін-орбітальна взаємодія:

$j-j$ - l-s зв'язки



Ядро:

- Висота такого центру.
- Висота сильна взаємодія між нуклонами.
- Вікритиєр Гаузі.
- Сильна $j-j$ зв'язка (спін-орбітальна взаємодія)

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{2\pi} ; \bar{E} = \frac{3}{5} E_{\max} \approx 20 \text{ MeV}$$

$$\lambda \approx 10^{-12} \text{ см} \Rightarrow$$

$$\sigma \approx 10^{-25} \text{ см}^2$$

$$n \approx 1.3 \cdot 10^{28} \text{ см}^{-3} \text{ - концентрація нуклонів в ядрі}$$

$$\bar{l} = \frac{1}{2 \cdot 10^{23} \cdot 10^{-25}} = 0,5 \cdot 10^{-13} \text{ м.}$$

Металл $n_e \approx 10^{23} \text{ см}^{-3}$ - концентрация электронов

$$\sigma \approx 10^{-16} \text{ см}^2 \quad / \Rightarrow \quad \bar{l}_{\text{ср}} = 10^{-7} \text{ см}$$

Эсеприфметально: $\bar{l} = 10 \div 30 \text{ см}$ при низких температурах

Маліші члені: 2, 8, 20, 28, 52, 82, 126

Двічі маліші члені ядра: ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, ${}^{82}_{34}\text{Se}$, ${}^{120}_{50}\text{Sn}$, ${}^{126}_{52}\text{Te}$

Спородна концентрація елементів:

${}^4_2\text{He}$: 99,9988%

${}^3_2\text{He}$: 0,00013%

${}^2_2\text{He}$: нестійкий

${}^5_2\text{He}$: нестійкий

${}^{54}_{26}\text{Fe}$: 92,3%

${}^{55}_{26}\text{Fe}$: нестійкий

${}^{57}_{26}\text{Fe}$: 2,2%

${}^{58}_{26}\text{Fe}$: 0,01%

${}^{16}_8\text{O}$: 99,76%

${}^{17}_8\text{O}$: 0,038%

${}^{15}_8\text{O}$: нестійкий

$Q_z = \int (3z^2 - r^2) \rho(r) dV$ - квадрупольний момент відносно осі z.

$Q = 0$

$Q > 0$

$Q < 0$

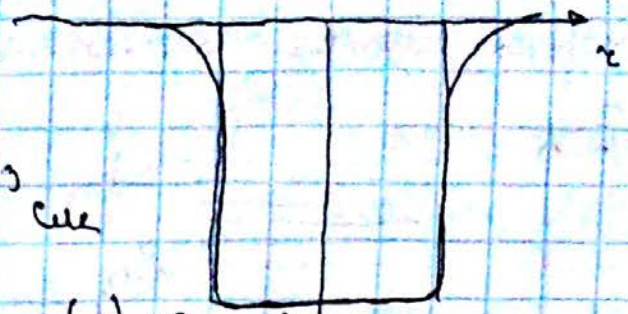
↓
для малих ядер



Власна енергія ядра: $V = U^{(2)} + U_{LS}^{(2)} + U_q^{(1)}$

$U = \frac{V_0}{1 + e^{-\frac{r-R}{a}}}$ - потенціал відновлює за всіх сферичних ядра

де $R = r_0 A^{1/3}$; $a = 0,5 \cdot 10^{-13}$ см



Загальна енергія: $V = U(r) + U_{LS}(r) + U_Q(r)$

$U_{LS}(r) = \frac{\hbar^2}{2m^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial U_0}{\partial r} (\vec{S} \cdot \vec{L})$ - енергія j-j зв'язку

$$U_Q = \begin{cases} \frac{(Z-1)e^2}{R} \left\{ \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right\}, & r < R \\ \frac{(Z-1)e^2}{r}, & r > R \end{cases}$$



$(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(r)) \Psi(r, \theta, \varphi) = E \Psi(r, \theta, \varphi)$ - рівняння Шредінгера

$\Psi = R_{nl}(r) P_l^m(\cos \theta) e^{im\varphi}$ - розв'язок у вигляді

Результати рівняння дуже складні.

Недосконали об'ємнової моделі (модель)

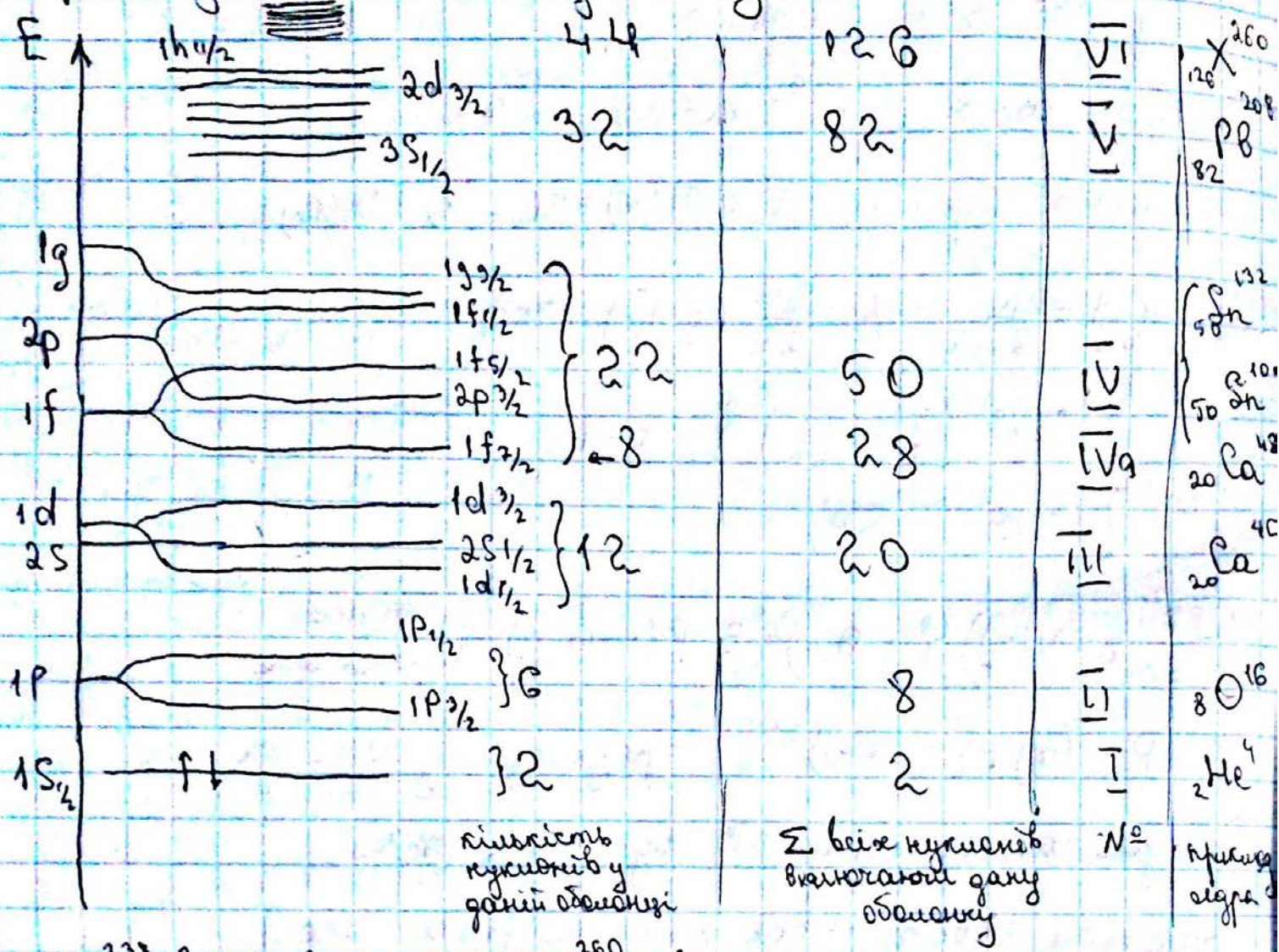
1. спостерігалося порушення регулярності заповнення оболонок
 2. деякі пари ядра мають зовнішню оболонку, яка замикаєть від орбітального числа.

3. модель дає занижене значення, квадратичного моменту стандартно $Q_{zz} = NeR^2$ і значення не більше eR^2 , на

практиці отримували до $10eR^2$

Найбільш стабільний уран: ${}_{92}^{238}U$

Енергія орбіт частинки у великій полі:

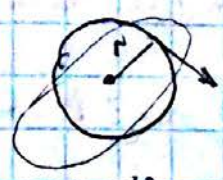


${}_{82}^{238}\text{U}$ в порівнянні ${}_{120}^{260}\text{X}$, виходить, що X має масу $A > 300$

Загальна модель ядра

В квантовій механіці: енергія кінетичної енергії, що відповідає за обертовий рух з масою m:

$$\Delta T = \frac{L^2}{2mr^2} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}$$



енергія відцентрового руху

Якщо $l=4$; $A=100$; $R=1,3 \cdot 10^{-15} \cdot 4,5 \approx 6 \cdot 10^{-12}$

$$\Delta T = \frac{10^{-54} \cdot 2 \cdot 10}{2 \cdot 2 \cdot 10^{-24} \cdot 3 \cdot 10^{-23}} = 0,16 \frac{10^{-53}}{10^{-47}} = 1,6 \cdot 10^{-7} \text{ ерг} \cdot \frac{1}{1,6 \cdot 10^{12}} = 0,1 \text{ MeV}$$

За рахунок ΔT відбувається "розмерзання" ядра.

Хвильова функція всього ядра:

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{N}} \begin{vmatrix} \Psi_{n_1}(\vec{r}_1) & \Psi_{n_1}(\vec{r}_2) & \dots & \Psi_{n_1}(\vec{r}_N) \\ \Psi_{n_2}(\vec{r}_1) & \dots & \dots & \Psi_{n_2}(\vec{r}_N) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \Psi_{n_N}(\vec{r}_1) & \dots & \dots & \Psi_{n_N}(\vec{r}_N) \end{vmatrix}$$

// Зв'язні об'єкти
 // деформовані зв'язними
 нуклонами (з великим
 орбітальним числом)
 → ядро не має форми
 кулі

Характеристика
внутрішньоядерних сил

Класифікація сил взаємодії:

	Δt	^{тип взаємодії}
1. Гравітаційна	$\Delta t = 10^9$ с	10^{-39}
2. Електромагнітна	$\Delta t = 10^{-10}$ с	10^{-40}
3. Сильна	$\Delta t = 10^{-21}$ с	10^{-3}
4. Слабка	$\Delta t = 10^{-24}$ с	1

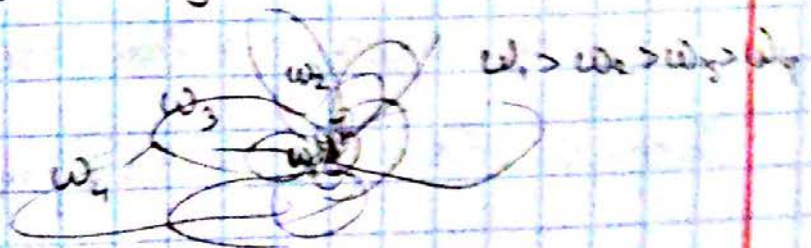
Δt - типовий час характерного типу взаємодії

$\Delta p \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}$
 $\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$
Електромагнітна взаємодія

$\Delta E \approx \frac{\hbar \Delta \omega}{2} = \frac{\hbar}{2 \Delta t}$ - можливість випромінювання фотона

$\Delta r = \frac{c \Delta t}{2} = \frac{c}{4\pi \Delta \omega}$ - відстань, на яку може пройти фотон від заряду. Єдине повертання назовні

$\Delta t \approx \frac{1}{\Delta \omega} \rightarrow \infty$



Визначити співвідношення:

$$\varepsilon = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \Big|_{m=0} = pc \Rightarrow \varepsilon^2 = p^2 c^2$$

Оператор: $\hat{E} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$; $\hat{p} = -i\hbar \nabla$

$\Delta \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \varphi = 0$ - рівняння електромагнітного поля без джерела

$\Delta \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \varphi = 4\pi \rho_e$ - рівняння Пуассона

Для $\omega = 0$; $\frac{\partial}{\partial t} = 0 \Rightarrow \Delta \varphi = 4\pi \rho_e$, де $\rho_e = q \delta(\vec{r}) \Rightarrow$

поле $\varphi = \frac{e}{r}$

Енергія взаємодії 2 зарядів: $V = q\varphi = \frac{e^2}{r}$

Спінна взаємодія

Властивості:

- енергія притягання на великій відстані і енергією відштовхування на малій.

- короткодіюча

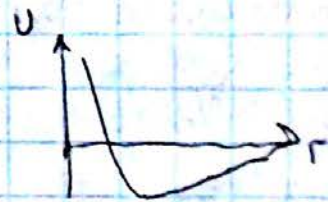
- її величина більша ніж кулонівська взаємодія.

- має спінову та спінобітауну взаємодію;

- спінова взаємодія інваріантна відносно заряду

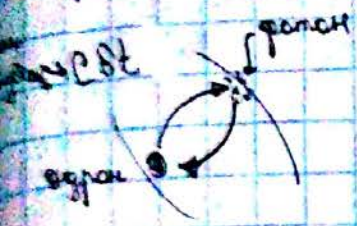
- характеризується константами (існує певна кількість зв'язків)

Енергія побудова в 1938 році Юкавою.



випомогли їм прийняти участь у сильній взаємодії —

адрони (протони, нейтрони)



Мак відстань між носіями $\tau_0 \approx 1,3 \cdot 10^{-13}$ см

$$\delta E \approx \frac{hc}{2\tau_0} = \delta m \cdot c^2 \Rightarrow \delta m \approx 200 \div 250 m_e$$

маса носія
сильної взаємодії

Імпульс, має $S_z = 0$

1936-37 було відкрито частинку з $m_\mu = 207 m_e$. Назва-

м μ -мезони \equiv мюони. Це нестабільна частинка з $\tau_{життя} = 2 \cdot 10^{-6}$ с

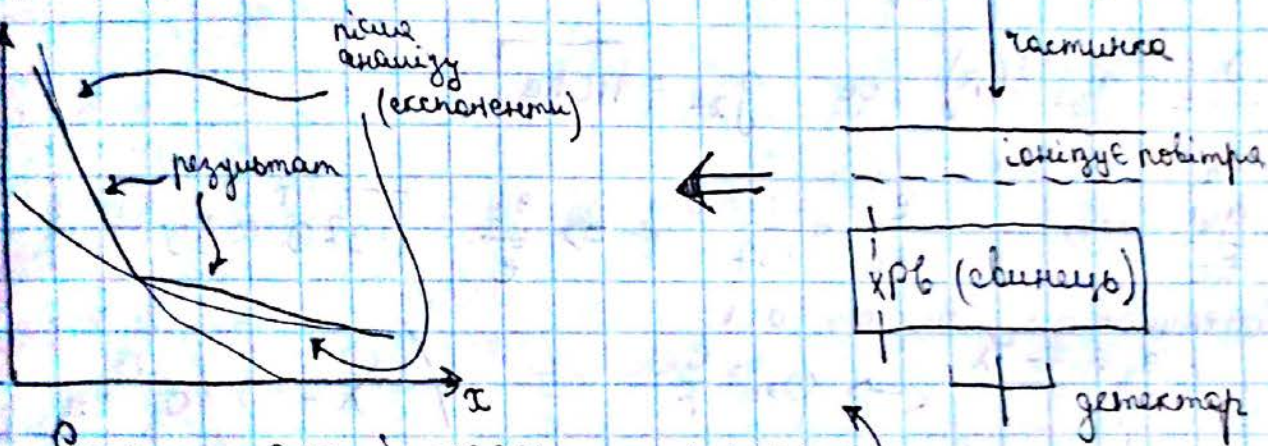


Схема дослідження мюона

$p + p + \Delta E = p + n + \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$ - утворення мюона

$\tau_\mu = 2 \cdot 10^{-6}$ с - час життя

$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$ - розпад мюона $\Rightarrow \mu$ - ферміон, хоча

треба було бозон.

$p + p + \Delta E \rightarrow e^+ + X$

Це виявилось Δ^+ , Δ^0 - мезони (вони є бозонами)

$q = \pm e$; $S_z = 0$; $m_\Delta = 273 m_e$

Возбуд частицы: $\psi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \begin{cases} \hat{U}_\mu \\ \hat{V}_\mu \end{cases} \quad \epsilon = 2,8 \cdot 10^{-8} \text{ e}$

$\psi^0 \rightarrow 2\gamma \quad \hat{c} = 2,8 \cdot 10^{-16} \text{ e}$

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$$

случае перейдем $E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$; $p \rightarrow -i\hbar \nabla$

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} = -\hbar^2 c^2 \Delta + m^2 c^4 \quad \left| \frac{\psi}{\hbar^2 c^2} \right.$$

$$\Delta \psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \underbrace{\frac{m^2 c^2}{\hbar^2}}_{\text{массовый член}} \psi = 0 \quad / = 4\pi \rho_\pm(r) \quad / k^2 = \frac{1}{\lambda^2}$$

$$\rho_{\pm} = g_{\pm} \delta(\vec{r}), \quad g_{\pm} = \sqrt{10} \text{ ke}$$

$$\frac{g_{\pm}}{\hbar c} = 10 \quad ; \quad \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137} \quad \Rightarrow \frac{g_{\pm}}{e} = \sqrt{1370} \approx 37$$

Потенциал для пионного поля:

$$\psi_{\pm} = \frac{g_{\pm}}{r} e^{-r/\lambda} \quad \leftrightarrow \quad \varphi_e = \frac{e}{r} \quad / \quad \lambda = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

потенциал экранировки

энергия сильнейшей связи $\rightarrow W_{\pm} = -g_{\pm} \psi_{\pm} = -\frac{g_{\pm}^2}{r} e^{-2r/\lambda}$ при $r \geq 0,4 \cdot 10^{-13} \text{ см}$. При $r < 0,4 \cdot 10^{-13} \text{ см}$:

η -мезон $m_{\eta} = 549 \text{ MeV}$, $\lambda_{\eta} = 0,36 \cdot 10^{-13} \text{ см}$

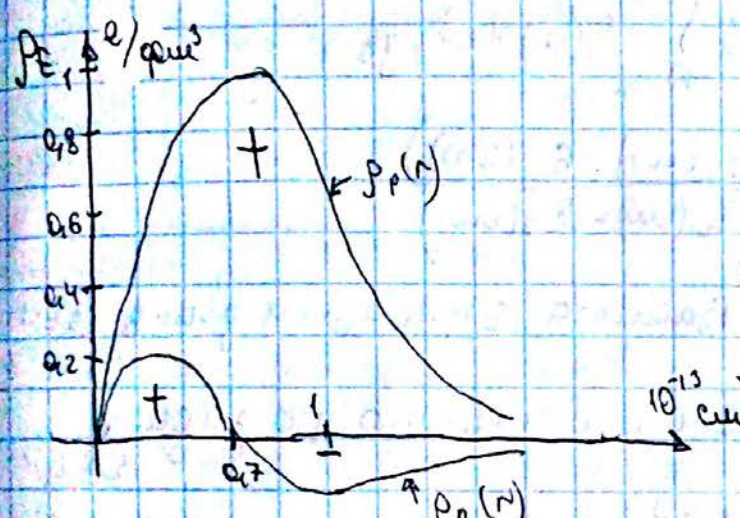
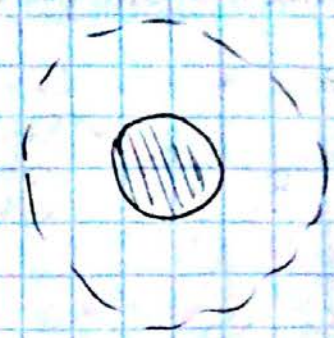
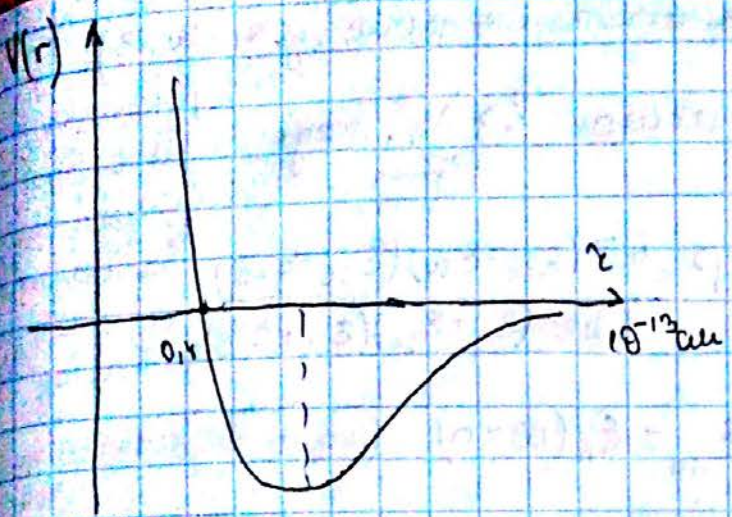
ρ -мезон $m_{\rho} = 770 \text{ MeV}$, $\lambda_{\rho} = 0,25 \cdot 10^{-13} \text{ см}$

ω -мезон $m_{\omega} = 782 \text{ MeV}$, $\lambda_{\omega} = 0,25 \cdot 10^{-13} \text{ см}$

частицы с подобными характеристиками

Для стационарного волнового:

$$\frac{\partial}{\partial t} = 0 \Rightarrow \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} = k^2 = \frac{1}{\lambda^2}$$



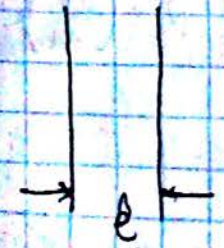
$$\sqrt{\langle r_e^2 \rangle}_p = (0.86 \pm 0.01) \text{ фем} \quad \text{електронний заряд}$$

$$\sqrt{\langle r_e^2 \rangle}_n = (0.1 \pm 0.01) \text{ фем}$$

$$\sqrt{\langle r_h^2 \rangle}_p = (0.86 \pm 0.06) \text{ фем} \quad \text{максимальна величина}$$

$$\sqrt{\langle r_h^2 \rangle}_n = (0.89 \pm 0.07) \text{ фем} \quad \text{(радіус локалізації)}$$

Ефект Казіміра



$$P = -\frac{\partial W}{\partial x} = \frac{F}{S} = -\frac{\hbar^2 kc}{240\pi^4} - \text{миср}$$

Якщо ми знаємо певний об'єм V, обмежений металом, можна провактувати маг-

нітне поле, знайти може.



$$\frac{\partial n}{\partial \omega} = \frac{V \omega^2}{\pi^2 c^3} \quad \text{щільність мод на одинокій частоті}$$

$$E = V \int_{\omega_{\min}(V)}^{\omega_{\max}(V)} \frac{\hbar \omega}{2} \cdot \frac{\partial n}{\partial \omega} d\omega \quad \text{повна енергія мод}$$

$\mu = \frac{\partial E}{\partial V} = -P$ - щільність енергії, де P - тиск на поверхні

Выводим, что за равновесием есть поле (зависит).



Линия
Энергия
защиты

также $l > \lambda_0$, тогда:

$$P = \frac{kT(E_{10} - E_{30})(E_{20} - E_{30})}{8\pi^2 c^3 (E_{10} + E_{30})(E_{20} + E_{30})}$$

у нас уже есть
число параметров
используемых
длина волны
колебаний, в поле
нормы E_{10}

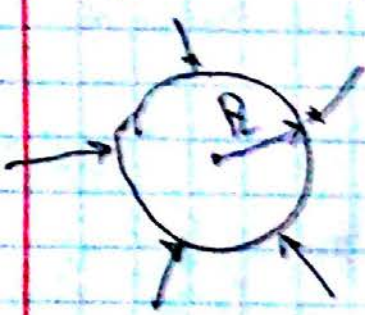
$E_{n0} = E_n(\omega=0)$ (формула голуба ван-гер-паулиса)

$l < \lambda_0$, тогда $P = - \frac{h^2}{8\pi^2 c^3} \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} S(\omega) d\omega$, где

$$S(\omega) = \frac{(E_1(\omega) - E_2(\omega))(E_2(\omega) - E_3(\omega))}{(E_1(\omega) + E_2(\omega))(E_2(\omega) + E_3(\omega))}$$

Формула голуба ван-гер-паулиса имеет вид поля в форме

Выводим сферический объем и одновременно это заряд



и при $r > R$:

$$U = - \frac{\partial}{\partial R} \int_0^{\omega_{max}} \frac{h\omega}{2} \frac{\partial n}{\partial \omega} d\omega$$

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3$$

$$R = \left(\frac{3V}{4\pi} \right)^{1/3}$$

$$U|_{r=R} = - \frac{\partial}{\partial V} V \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} -n - = F$$

$$\Delta F = - \frac{\partial}{\partial V} V \int_0^{\omega_{min}} \frac{h\omega}{2} \cdot \frac{\omega}{4\pi^2 c^3} d\omega$$

$$\frac{\partial n}{\partial \omega} = p(\omega) \sim \omega^2, \quad \omega_{min} = \frac{2hc}{2\pi R} = \frac{c}{R}$$



$$\Delta F = - \frac{\partial}{\partial V} V \frac{h}{2\pi^2 c^3} \left. \frac{\omega^3}{3} \right|_0^{\omega_{min}} = - \frac{\partial}{\partial V} \frac{V h}{8\pi^2 c^3} \cdot \frac{c^3}{R^3} = - \frac{\partial}{\partial V} \frac{hc}{8\pi^2} \cdot \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{-1/3}$$

Слабкая взаимодействие (на 10^{15} масштабе, или милья)

исследоват Енрико Ферми. Было видно, что:

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

$$m_n = m_p + 2.5 m_e$$

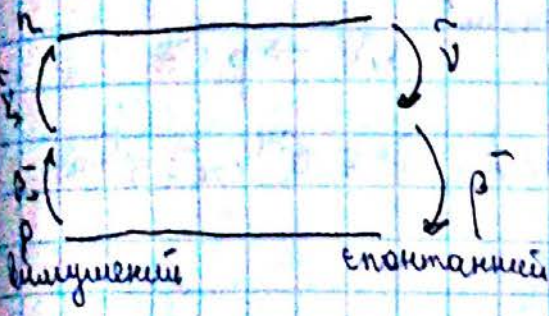
$$p + p^- + \Delta E \rightarrow n + \tilde{\nu}$$

Носители слабой взаимодействия E

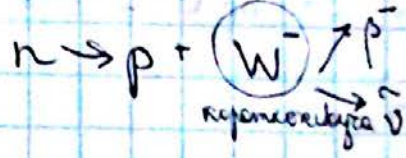
$$p + \tilde{\nu} + \Delta E \rightarrow n + p^+$$

прямые и обратные бозоны:

$$Z^0 \text{ и } W^\pm$$



направды процесс идут так:



$R \approx 2 \cdot 10^{-16}$ см - радиус взаимодействия

$$M_{Z^0} = 91,1 \text{ GeV}$$

$$M_{W^\pm} = 80,2 \text{ GeV}$$

з объяснениям незначительности

Частицы, что принимают участие у слабой взаимодействии:

$p^+, \nu_e, \tilde{\nu}_e$ — $\mu^+, \nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu$ — $\tau^+, \nu_\tau, \tilde{\nu}_\tau$ — лептоны

Слабкая взаимодействие бывает:

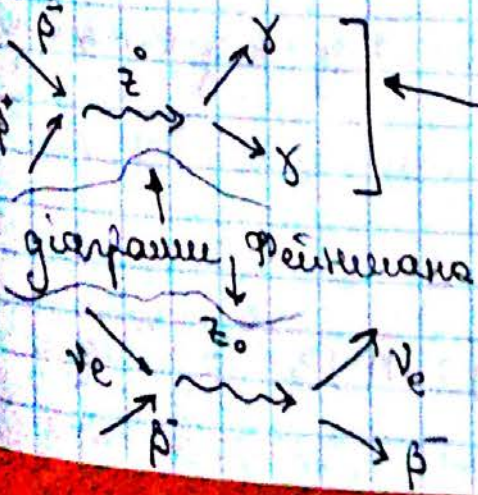
1. Лептонная взаимодействие:

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

$$\tau^- \rightarrow p^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\tau$$

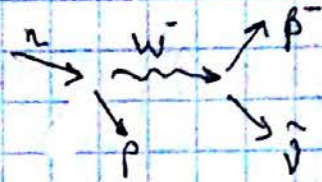
$$p^+ + p^- = 2\gamma \quad \text{— аннигиляция}$$

$$\nu_e + p^- \rightarrow \nu_e + p^- \quad \text{— рождение мюона}$$

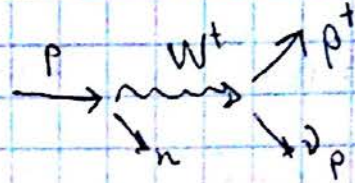


2. β -випромінювання взаємодія:

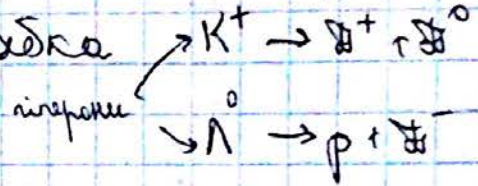
$$\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}$$



$$p + \Delta E \rightarrow n + \beta^+ + \nu_p$$



3. Різноманітні взаємодії слабкої



сильна взаємодія $d + t = He^4 + n$ - при $E = 100 \text{ keV}$, $\sigma = 5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 = 5 \text{ бн}$
 $1 \text{ бн} = 10^{-24} \text{ см}^2$

слабка взаємодія $n + \nu = p + \beta^-$ - при $E = 1 \text{ MeV}$, $\sigma = 10^{-43} \text{ см}^2 = 10^{-19} \text{ бн}$
 перевернена $\Lambda^0 \rightarrow p + \beta^-$, $\Delta E = 100 \text{ Гев}$, $\sigma = 10^{-27} \text{ см}^2$

Напрявді, $\gamma = \beta^0 \cos \theta_w + W^0 \sin \theta_w$
 $Z^0 = \beta^0 \sin \theta_w + W^0 \cos \theta_w$, θ_w - кут Вайнберга

Зафіксуємо $\theta_w = 0$ для сильної.

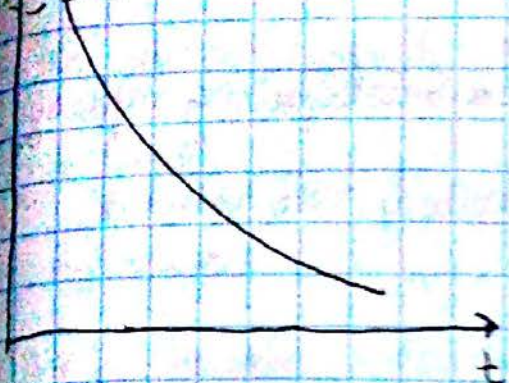
Радіоактивні перетворення ядра

α, β, γ розпади; спонтанний поділ; протонна і нейтронна радіоактивність. Нестабільні ядра беруть участь в радіоактивних перетвореннях.

$$\Delta N = -N(t) \lambda \Delta t$$

при $\Delta t \rightarrow 0$ $dN = -N(t) \lambda dt \Leftrightarrow N(t) = N(0) e^{-\lambda t}$ - експоненціальний розпад

тип не експоненціальне
залежить від λ -розпаду

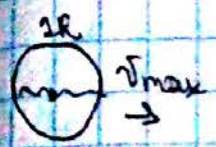


Середній час життя:

$$\tau = \bar{t} = \frac{\int_0^{\infty} t \frac{dN}{dt} dt}{\int_0^{\infty} \frac{dN}{dt} dt} = \frac{1}{\lambda}$$

середній час життя
зменшені ефекти
в розв.

Зменшені кількості ядер в ядрі



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

зменшені кількості ядер в ядрі

$$10^8 \approx \frac{2R}{\delta_{max}} \quad \tau < 10^{11} \text{ років} = 10^{19} \text{ сфр}$$

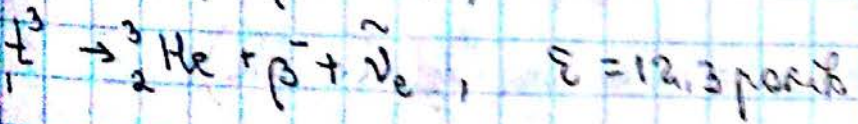
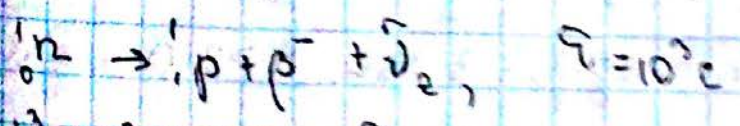
лінійні розміри
близькі

$$\frac{\tau_{max}}{\tau_{min}} = 10^{40}$$

$$U, \tau = 7 \cdot 10^9 \text{ років} = 2 \cdot 10^{17} \text{ с}$$

Витрати такого великого інтервалу: $10^{12} \text{ с} < \tau < 10^8 \text{ с}$

- 1. наявність кулонівського бар'єру (для зарекованих частинок)
- 2. мала інтенсивність емісії, під дією яких відбуваються розпади
- емісія - короткі часи життя; швидка - велика

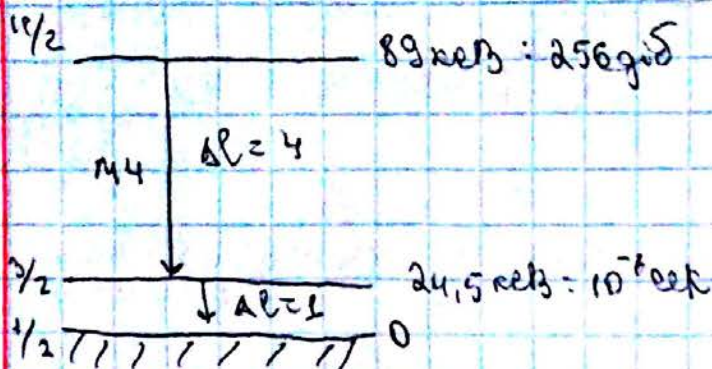


- 3. мала енергія, яка виділяється при розпаді
- тем менша енергія, що виділяється тим довший час життя

Велика різниця спін-лінійних станів ліній менше відбувається
в радіоактивний перехід.

Більша різниця спинів \rightarrow менша ймовірність переходу.

σ_{119m}
Zn



Мала ймовірність переходу -
більший час життя

стативність газерена

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

Беккерель (Ci) 1 Bк = 1 розг/с

Кюрі 1 Ки = 3,7 · 10¹⁰ розг/с (2 активного Ra²³⁹)

Розселену нас є газереном активності тисять беккерель.

Спектральний α-розпад

$$\lg \tau = C + \frac{B}{\sqrt{E}} \quad \tau \sim e^{B/\sqrt{E}}$$

Властивості α-розпаду:

1. має місце для 2α типів ядер: $Z > 82$, $A > 210$ і для

$100 < A < 120$ (різкоземельні Sm, Dy, Ho, Er)

2. при α-розпаді випромінюються частинки з енергією

$$E_\alpha = 4 \div 9 \text{ MeV} \quad \text{при } A > 210$$

$$E_\alpha = 2 \div 4 \text{ MeV} \quad \text{при } 100 < A < 120$$

3. час життя: $10^{-7} \text{ с} < \tau_\alpha < 10^{17} \text{ с}$

зменшення $\Delta E_\alpha / E_\alpha = 1\%$ приводить до збільшення життя частинки

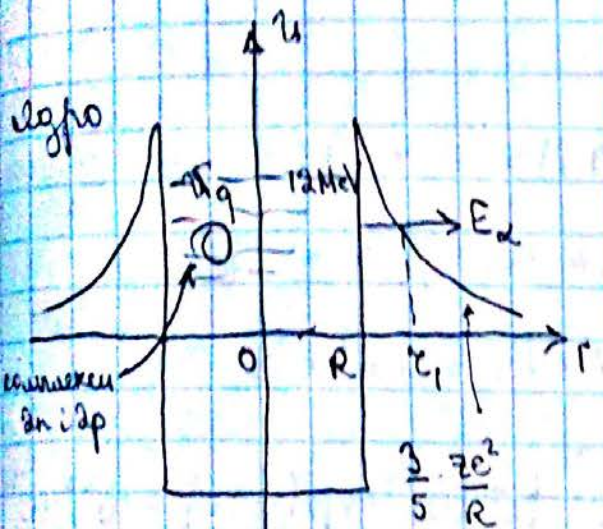
$A/Z = 2/3$ ядро

4. bei α -частицки ϵ монохроматички (огранича експеримент).

$E_\alpha = \text{const}$

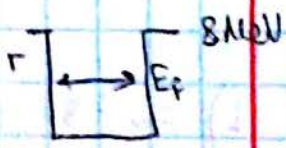
модел:

1929, Тамм - теория α -парты (3 и 0 геса)



неимпони:

$\lambda = \frac{h}{p} = \left(\frac{2R}{v_0} \right)^{1/2} 10^8 [c^{-1}]$



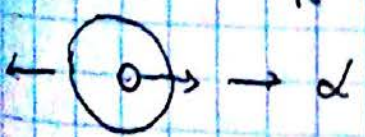
$^{235}\text{U}: z=92; R = 1.3 \cdot 10^{-13} \cdot 235^{1/3}$

$U = \frac{2}{5} \cdot \frac{z^2 e^2}{R} = 20 \text{ MeV}$

Найденыя импони ϵ велик радиуса дине поверхности.

Импони тунельного эффекта:

$D = \exp \left\{ - \frac{2}{h} \int_R^{r_1} \sqrt{2\mu (V(r) - E)} dr \right\}$



$X^A \rightarrow Y^{A-4} + \alpha^4$

математическое
ядро
переход
 $P_{A-4} P_4$

$T_\alpha = \frac{P_\alpha^2}{2m_\alpha} ; T_{A-4, 2-2} = \frac{P_{A-4}^2}{2M(A-4, 2-2)}$

Внезапно энергии ядра через массу $T_\alpha \gg T_\beta$

$\int_R^{r_1} \sqrt{2m_\alpha \left(\frac{z_1 z_2 e^2}{r} - E_\alpha \right)} dr = \sqrt{2m_\alpha E_\alpha} \int_R^{r_1} \sqrt{\frac{r_1}{r} - 1} dr$

$$\mu = \frac{\mu_1 \mu_2}{\mu_1 + \mu_2} = \frac{\mu_2}{1 + \frac{\mu_2}{\mu_1}} = \mu_2 \quad E_\alpha = U(r_1) = \frac{z_1 z_2 e^2}{r_1}$$

$$\frac{R}{\hbar} \int_R^{\infty} \sqrt{2m(V-E)} dr = \frac{2z_1 z_2 e^2}{\hbar v} (\frac{\pi}{2} - 2\varphi_0 - \sin 2\varphi_0) \quad (\ominus)$$

$$\sin \varphi_0 = \frac{E_\alpha R}{z_1 z_2 e^2}, \quad v - \text{ударная скорость } E_\alpha = \frac{m_\alpha v^2}{2}$$

$$\text{Функция } \Theta = \frac{2\pi z_1 z_2 e^2}{\hbar v}$$

1) $E_\alpha = 4 \text{ MeV} \quad z = 92$

$$v_p = 1,3 \cdot 10^9 \text{ см/с}$$

$$\tau = 10^{15} \text{ с/ср}$$

2) $E_\alpha = 8 \text{ MeV} \quad z = 92$

$$v_p = 1,7 \cdot 10^9 \text{ см/с} \approx 10^{10} \text{ см/с}$$

$$\tau = 10^{40} \text{ с/ср}$$

$$\lambda = \frac{v_p}{2R} \Theta = \frac{10^{10}}{10^{12}} \exp \left\{ -\frac{2 \cdot 3 \cdot 2 \cdot 9 \cdot 10 \cdot 2 \cdot 10^{-9}}{10^{-27} \cdot 1,3 \cdot 10^9} \right\} = 10^{22} \exp(-160) = 10^{22} \cdot 10^{-62} =$$

$$= 10^{-40} \text{ с}^{-1} \rightarrow \tau = 10^{40} \text{ с/ср} \approx 10^{33} \text{ фреймов}$$

Визуально для "тонких" слоев. Распределение тока в радиальном

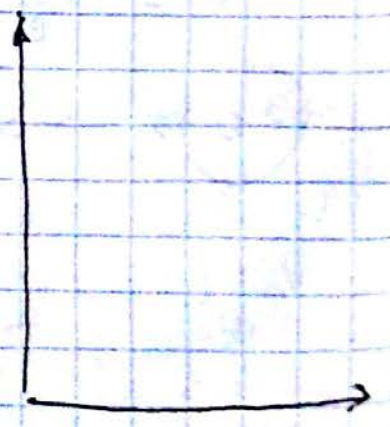
экранировании.



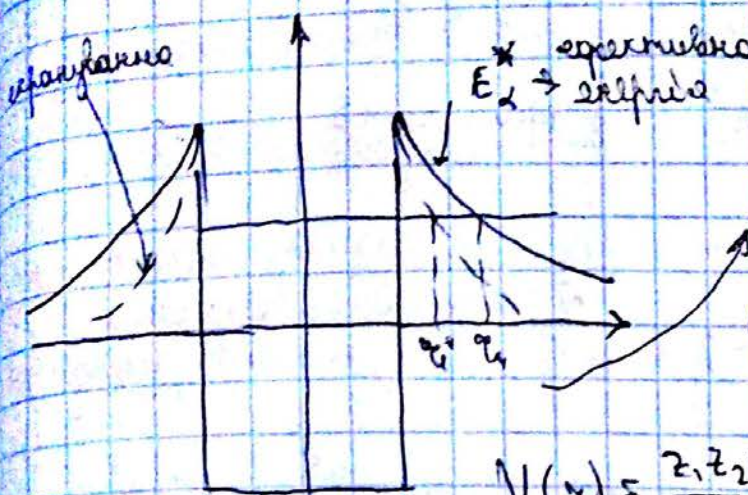
$$V = \frac{e^2}{r} = \frac{2,15 \cdot 10^{-19}}{0,7 \cdot 10^{-8}} = 3,1 \cdot 10^{-11} \text{ эрг} \approx 20 \text{ eV}$$

$$V(r) = \frac{e^2}{r} e^{-r/a} \quad \left| \quad = \frac{e^2}{2} \left(1 - \frac{r}{a}\right) = \frac{e^2}{2} - \frac{e^2 r}{2a} \right.$$

$$\frac{e^2}{a} = \frac{2,15 \cdot 10^{-19}}{0,5 \cdot 10^{-8}} = 5 \cdot 10^{-11} \text{ эрг} = 30 \text{ eV}$$



Враховування екранування



частинками рівною треба
прайти меншій висоті.
Висота бар'єру істотно
ниже висота.

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} e^{-\gamma a}$$

радіус екранування в різних середовищах:

$$a = \begin{cases} \sqrt{\frac{kT}{4\pi n_e e^2}} & \text{недегенерований газ} \\ \sqrt{\frac{\epsilon_0}{3\pi n_e e^2}} & \text{дегенерований газ} \end{cases}$$

$$D = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_R^a \sqrt{2m(V(r)-E)} dr \right\} = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \langle \sqrt{2m(V(r)-E)} \rangle (a-R) \right\}$$

Візьмо той самий неекранований бар'єр, але ефективно E_{α}^*

(можна зрозуміти в 2-3 рази). Значу всі показники можна зменшити в $\sqrt{3}$ рази.

$$E_{\alpha} \rightarrow E_{\alpha}^* = 3 E_{\alpha} \quad , \quad v \rightarrow v^* = 1,7 v$$

$$E_{\alpha} = 4 \text{ MeV} \quad \lambda = 10^{22} \cdot 10^{-62/1,7} = 10^{-16} ; \quad \tau = 10^{16} \text{ сек} = 10^9 \text{ років}$$

$$E_{\alpha} = 3 \text{ MeV} \quad \lambda = 10^{24} \cdot 10^{-77/1,7} = 1 \quad \tau = 1 \text{ сек}$$

екранування на 15-20 порядків зменшує час життя.

Але іонізація атомів α -розпаду неможливі. Звичайно

збудження паронів може збільшувати час життя \Rightarrow зменшується радіоактивність.

Спонтанний розділ ядер

Механізми

1. Квантово-механічна модель

2. Класична модель

$$\textcircled{1} \chi^A \rightarrow \chi^{A_1} + \chi^{A_2}$$

v -швидкість відносного руху

$$\lambda = \frac{v_0}{2R} \exp \left\{ - \frac{2z_1 z_2 e^2}{\hbar v} \right\}$$

Енергія відносного руху: $\epsilon = \frac{\mu v^2}{2} = \frac{\mu_1 \mu_2}{\mu_1 + \mu_2} \cdot \frac{v^2}{2} = \frac{z_1 z_2 e^2}{r_1}$
 μ коли розглядається

$$v = \sqrt{\frac{2z_1 z_2 e^2}{r_1} \cdot \frac{(\mu_1 + \mu_2)}{\mu_1 \mu_2}}$$

Які змінні z_1, z_2, μ_1, μ_2 найбільш ймовірний розпад?

$$\lambda = \frac{v_0}{2R} \exp \left\{ - \frac{\sqrt{z_1 z_2} e^2 \sqrt{\mu_1 \mu_2} \zeta}{\hbar \sqrt{\mu_1 + \mu_2}} \right\}$$

$$z_1 = z \left(\frac{1}{2} + \alpha \right)$$

$$z_2 = z \left(\frac{1}{2} - \alpha \right)$$

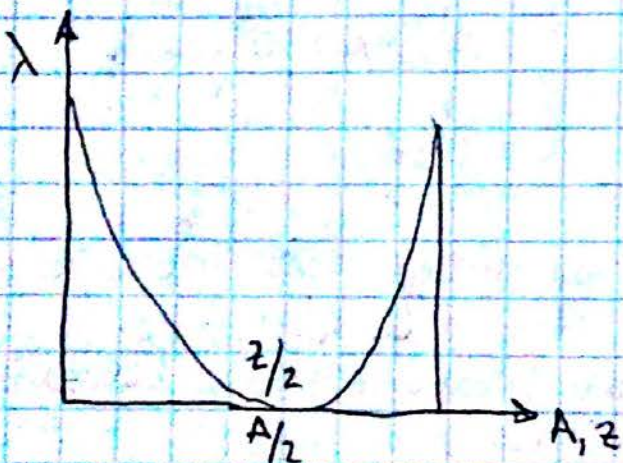
$$\mu_1 = \mu \left(\frac{1}{2} + \delta \right)$$

$$\mu_2 = \mu \left(\frac{1}{2} - \delta \right)$$

отримавши:

$$\lambda \sim \exp \left\{ - \frac{e^2 \zeta}{\hbar} \sqrt{\left(\frac{1}{4} - \alpha^2 \right) \left(\frac{1}{4} - \delta^2 \right)} \right\}$$

Найбільше ймовірне $\alpha_{opt} = \delta_{opt} = 1/2$



найбільше ймовірне ділення
 коли вилітає частинки

Це не зовсім так, бо при цьому моделі треба враховувати виступати ядерної матерії.

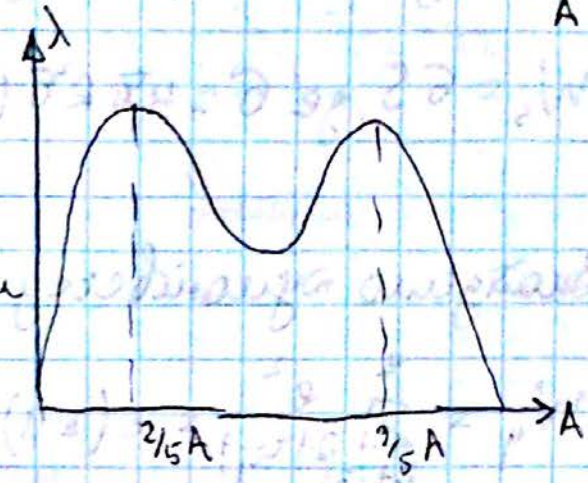
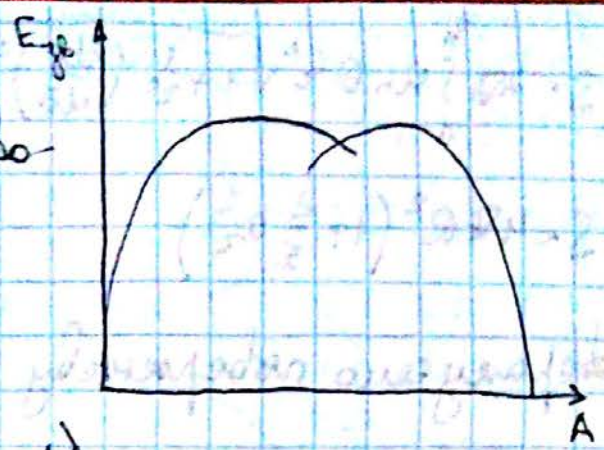
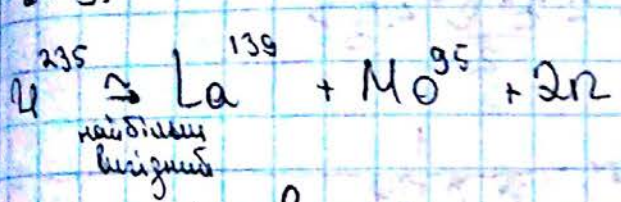
(емпірично виглядо по E_{γ})

Треба усереднити ці 2 графіки.

$$\lambda_{opt} = \delta_{opt} = \frac{1}{10}$$

Найбільш вигідно ділення з масами

2:3.



Умови ділення важких ядер

на основі динамічної моделі

Замінемо вираз кулонівської енергії для сферичного ядра:

вигляду для кулонівської сили
 невідомо для поверхневих сил

$$V(\theta) = R(1 + a_0 + a_2 P_2(\cos \theta) + a_4 P_4(\cos \theta) + \dots)$$

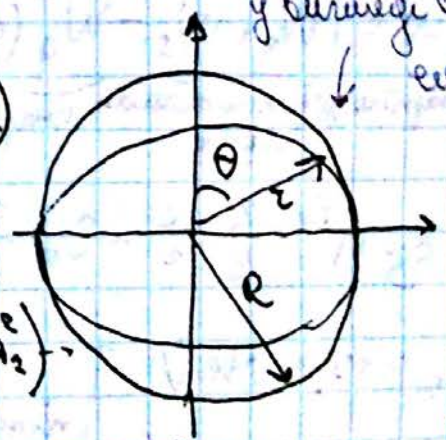
- знайдемо момент ядра

$$V = \int \int \int r^2 \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \, dr = \frac{4\pi R^3}{3} (1 + 3a_0 + \frac{3}{5} a_2^2)$$

- об'єм деформованого ядра. Можемо прирівняти:

$$\frac{4\pi R^3}{3} (1 + 3a_0 + \frac{3}{5} a_2^2) = \frac{4\pi R^3}{3} \Rightarrow a_0 = -\frac{a_2^2}{5}$$

деформоване ядро у вигляді еліпсоїда



$$S = 20 \int_0^{\pi} \sin \theta r^2 \sqrt{1 + \frac{1}{c^2} \left(\frac{dr}{d\theta} \right)^2} d\theta = 4\pi R^2 \left(1 + 2a_0 + \frac{4}{5} a_2^2 \right) - \text{площадь поверхности сферы}$$

$$S = 4\pi R^2 \left(1 + \frac{2}{5} a_2^2 \right)$$

Испытание поверхности энергии. Две части света:

$$W_s = \sigma S, \text{ где } \sigma = 4\pi R^2 \sigma \left(1 + \frac{2}{5} a_2^2 \right) = \underbrace{4\pi R^2}_{\text{площадь сферы}} \underbrace{\sigma}_{\text{энергия}} \left(1 + \frac{2}{5} a_2^2 \right)$$

Энергия ядерной энергии:

$$W_g = \sum_{i+j=1}^z \frac{e^2}{2|r_{ij}|} = z(z-1) \frac{e^2}{2} \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle = \frac{z^2 e^2}{2} \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle$$

$$\left\langle \frac{1}{r} \right\rangle = \frac{\int \int \int \frac{1}{r} r^2 \sin \theta da d\varphi dr}{\int \int \int r^2 \sin \theta da d\varphi dr} = \frac{6}{5R} \left(1 - \frac{a_2^2}{5} \right)$$

$$W_g = \frac{6z^2 e^2}{2 \cdot 5R} \left(1 - \frac{a_2^2}{5} \right) = \left[\text{энергия} \right] = \left(\frac{3}{5} \frac{e^2}{R} \right) \left(1 - \frac{a_2^2}{5} \right)$$

$$\Delta W = \underbrace{(W_g + W_s)}_{\text{энергия возбужденного ядра}} - \underbrace{W_g(a_2=0) - W_s(a_2=0)}_{\text{энергия невозбужденного ядра}} =$$

$$= \frac{3}{5} \epsilon_s A^{2/3} \cdot \frac{2}{5} a_2^2 - \epsilon_g \frac{z^2}{A^{1/3}} \cdot \frac{a_2^2}{5} = \frac{3}{5} \frac{\epsilon_s}{1} A^{2/3} a_2^2 \left(1 - \frac{z^2/A}{2\epsilon_s/\epsilon_g} \right)$$

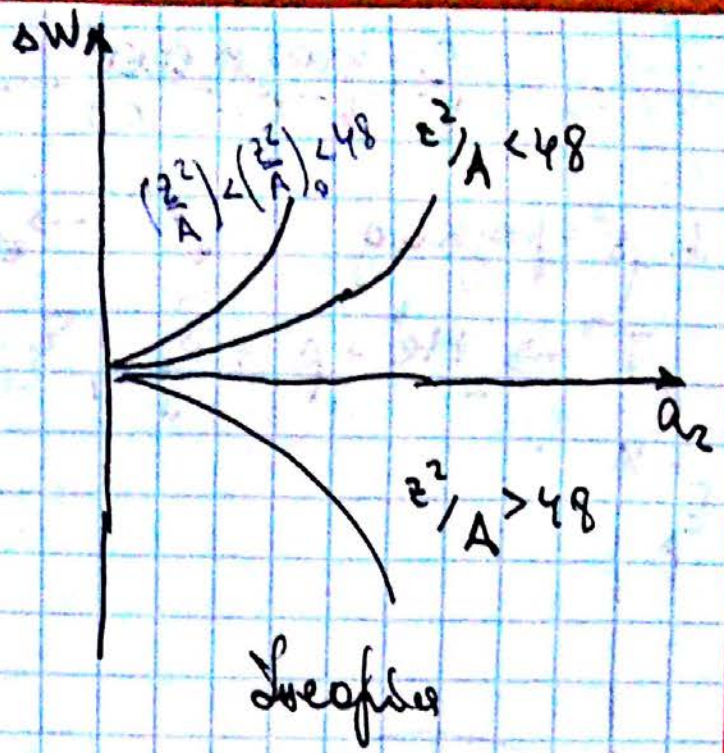
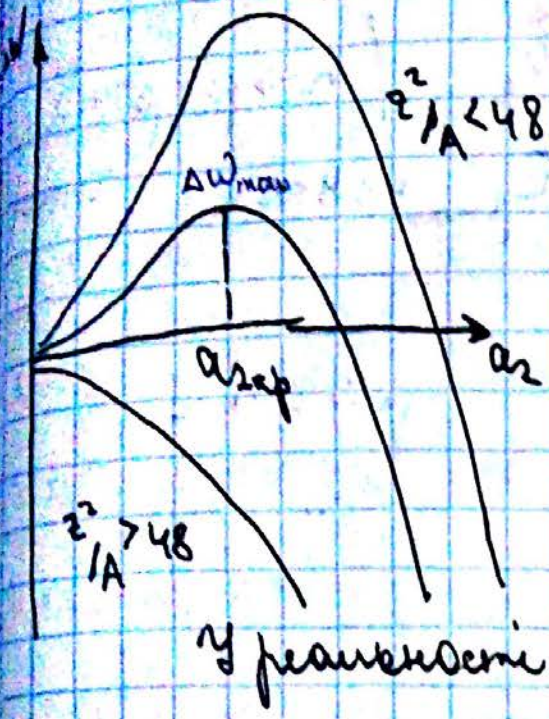
$$\epsilon_s \approx 17,8 \text{ MeV}$$

$$\epsilon_g \approx 0,71 \text{ MeV}$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{числитель } \Delta W \\ \hline \frac{\epsilon_s}{2\epsilon_g} \approx 48:50 \end{array} \right\}$$

$$\Delta W = \frac{3}{5} \epsilon_s A^{2/3} a_2^2 \left(1 - \frac{z^2/A}{48} \right) - \text{энергия возбужденного ядра} - \text{энергия невозбужденного ядра}$$

причем $\frac{z^2}{A} < 48$, тогда $\frac{\partial \Delta W}{\partial a_2} > 0$



$$W_5 = \epsilon_s A^{2/3} \left(1 + \frac{2a_2^2}{5} - \frac{4a_2^3}{105} \right)$$

$$W_q = \epsilon_q \frac{z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{a_2^2}{5} - \frac{4a_2^3}{105} \right)$$

мощный
теоретический
разрабочник

$$\Delta W = \frac{2}{5} a_2^2 \epsilon_s A^{2/3} \left\{ 1 - \frac{z^2/A}{\epsilon_s/\epsilon_q} \left(1 + \frac{2a_2}{35} \right) - \frac{2a_2}{35} \right\}$$

при этом величина
дифференциала будет
высшим значением

$$a_{2opt} = 7 \cdot \frac{1-x}{1+2x}, \quad x = \frac{z^2/A}{2\epsilon_s/\epsilon_q}$$

$$\Delta W_{max} = \frac{98}{15} \epsilon_s A^{2/3} (1-x)^3 / (1+2x) \approx 116,3 A^{2/3} \frac{(1-x)^3}{(1+2x)}$$

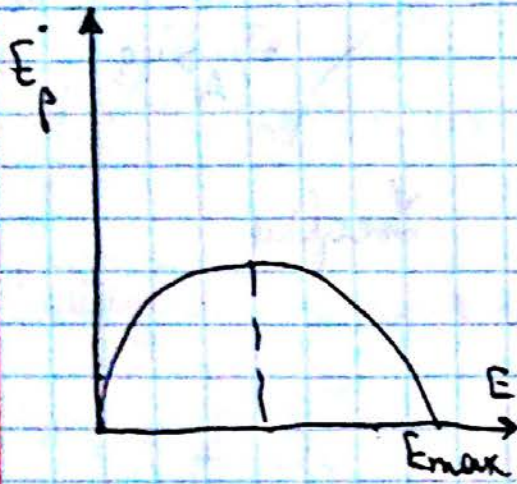
какие значения $\frac{z^2}{A}$ характерны для разных сред?

Т	$\frac{z^2}{A}$	ρ
270	35	$1,5 \cdot 10^{17}$
270	35,6	$3,5 \cdot 10^8$
270	41	$2,7 \cdot 10^{13}$
254	43	$5 \cdot 10^{-40}$

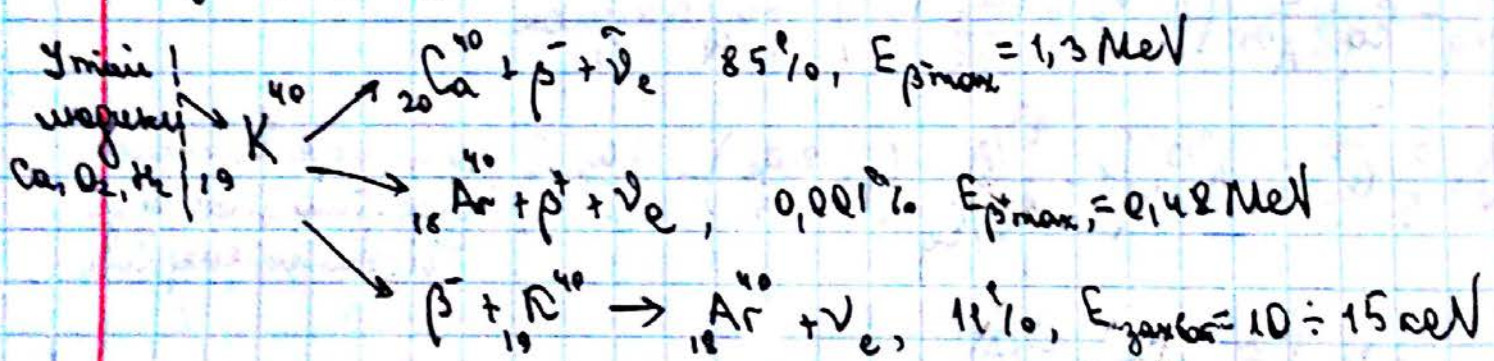
Заметно, что когда $\frac{z^2}{A} \rightarrow 48$, тем
меньше рас нестает, тогда будет
интересно разраб.

β-розпад ядер

1. β⁻-розпад ${}_Z^AX^A \rightarrow {}_{Z+1}Y^A + \beta^- + \bar{\nu}_e$ / $n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}_e$
 ${}^3_1T \rightarrow {}^3_2He + \beta^- + \bar{\nu}_e$, $E = 12,3 \text{ ф.}$, $E_{\beta \text{max}} = 19 \text{ KeV}$ $\tau = 10000 \text{ с}$

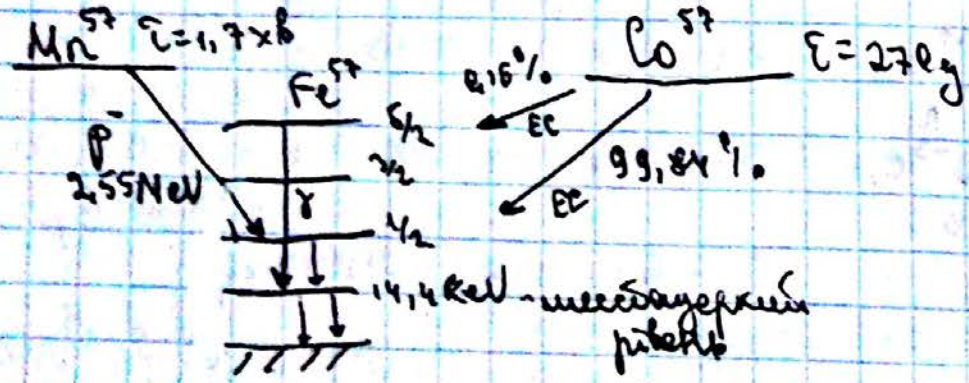


2. β⁺-розпад ${}_Z^AX^A \rightarrow {}_{Z-1}Y^A + \beta^+ + \nu_e$



3. электронный захват ${}_Z^AX^A + \beta^- \rightarrow {}_{Z-1}Y^A + \nu_e$

4. нейтринный захват ${}_Z^AX^A + \nu_e \rightarrow {}_{Z+1}Y^A + \beta^-$ (шведский нейтринный захват)
 ${}_Z^AX^A + \nu_e \rightarrow {}_{Z-1}Y^A + \beta^+$ (перерыв взаимодействия)



5. электронная конверсия. (ядро переходит из возбужденного в основное состояние, передавая энергию электрону)

доля сферически симметрична по угловым координатам:

$$W_{ij} \sim A \left| \int \psi_i^* e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} (\vec{e}_n \cdot \vec{p}) \psi_j dV \right|^2$$

$$e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = 1 \pm i\vec{k}\cdot\vec{r} = \left(\frac{\vec{k}\cdot\vec{r}}{r}\right)^2 + \dots \quad \left|\frac{a}{\lambda}\right| \ll 1$$

§ 5-переходы

Δ электрического заряда

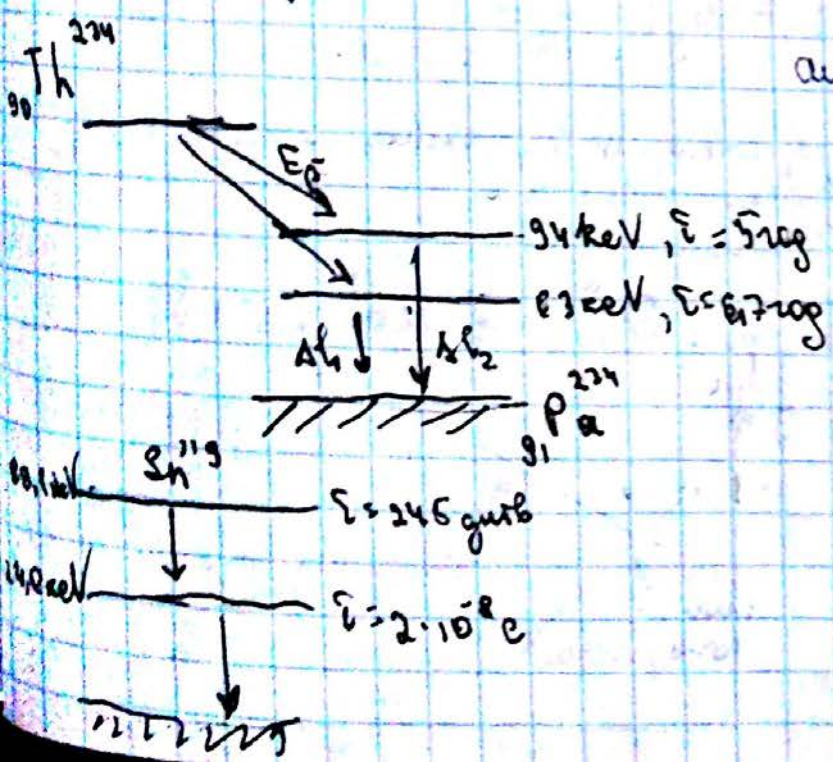
E1	Δl = ±1	Δm = 0, ±1	W
2, M1	Δl = 0, ±2	Δm = 0, ±1, ±2	10 ⁻³
3, M2	Δl = ±1, ±3	Δm = 0, ±3	10 ⁻⁶
4, M3	Δl = 0, ±2, ±4	Δm = 0, ±4	10 ⁻⁹
5, M4	Δl = ±1, ±3, ±5	Δm = 0, ±5	10 ⁻¹²

$$k_{eg} \approx \frac{1}{c} = \frac{4W_{eg}^3 |\vec{d}_{eg}|^2}{3\hbar c^3}, \quad |\vec{d}_{eg}|^2 \approx \left\{ \frac{6\hbar(1+L)}{L[2L+1]!!} \right\}^2 \left(\frac{W_{eg}}{c}\right)^{2L-2} |Q_{eg}|$$

где L — квантовое число E_1

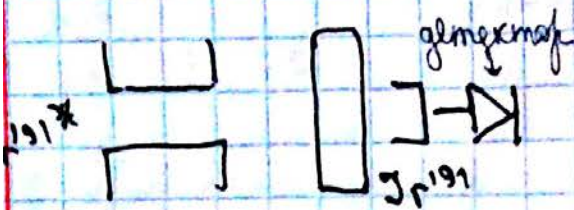
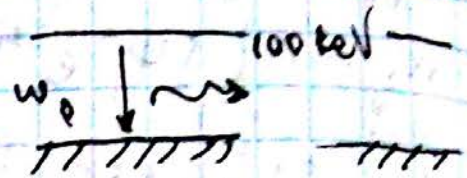
1921 г. Отто Хан обнаружил позитрон Th. Все энергетические уровни и физические свойства элементов ограничено массой

и физическим взаимодействием



Ефект Мессбауера

^{191}Ir , $E_\gamma \approx 100 \text{ keV}$



енергия випромінювання скільки менше за різницю енергій $\nu_{\text{вигарі}}$.

$\omega_{\text{випр}} = \omega_0 - \Delta\omega$, де $\Delta\omega = \frac{\hbar\omega_0^2}{2mc^2}$
 при поширанні частини енергії йде у вигарі:
 $\omega_{\text{ном}} = \omega_0 \pm \Delta\omega$

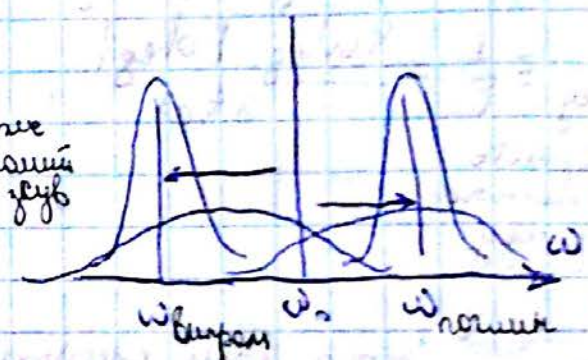
$\omega_{\text{випр}} = \omega_0 \left(1 - \frac{\hbar\omega}{2mc^2}\right)$

Візьмемо для ^{191}Ir , $m = 4 \cdot 10^{-22} \text{ г}$, $\omega_0 \approx 10^{20} \text{ с}^{-1}$

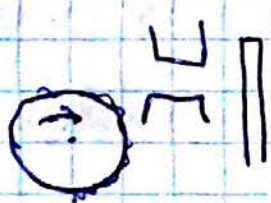
$(\Delta\omega)_{\text{с}} = \frac{10^{-27} \cdot 10^{40}}{2 \cdot 4 \cdot 10^{-22} \cdot 10^4} = \frac{10^{13}}{1} = 10^{13} \text{ Гц}$

при $\omega_0 \approx 10^{15} \text{ Гц}$, $(\Delta\omega)_{\text{ном}} < 10^3 \text{ Гц}$ - дуже малі зливи

$\Delta \approx 10^{-9} \text{ с}$, $\Delta\omega_0 \approx \Gamma \approx \frac{1}{\tau} \approx 10^9 \text{ с}^{-1}$



$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \Delta\omega ; \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 10^{-7}$

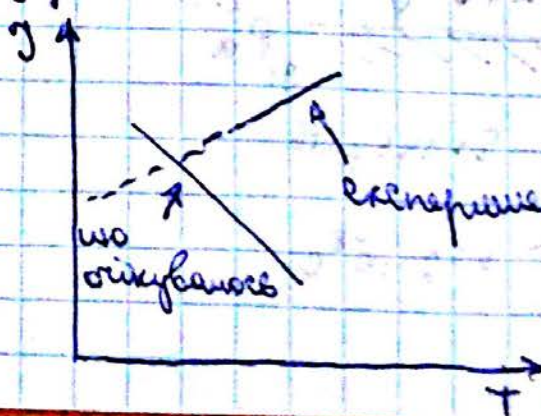


$\Delta\omega_0 = \omega_0 \sqrt{\frac{kT \ln 2}{mc^2}}$

якщо здійснювати мессбауерівський ефект

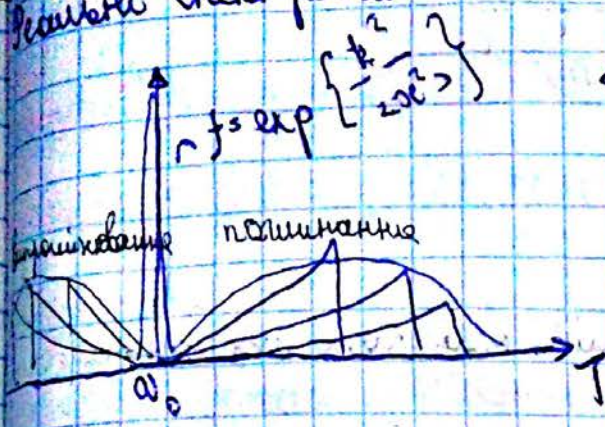
Відкриття цього можна забезпечити:
 1. Ефект Даміа
 2. Збільшення τ

Що здійснював Мессбауер: $^{191}\text{Os} \rightarrow ^{191}\text{Re} + \beta^- + \bar{\nu}_e$



при вимірюванні частоти випромінювання передається частота енергії не передається, бо $\omega \approx \omega_0$

Результат спектры имеют вид:



$\langle r^2 \rangle$ - средний квадрат радиуса орбиты электрона

$$h = \frac{h\nu}{\lambda}$$

$$\langle r^2 \rangle \sim T$$

$$f = e^{-k^2 \langle r^2 \rangle} \text{ - фактор Шредингера}$$

$$f \approx 3\% \text{ где } Re^{191}$$

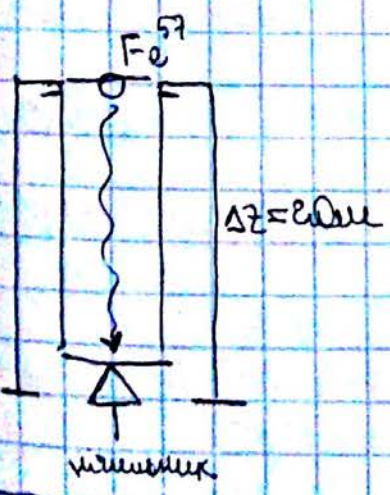
Эксперимент проводится у Fe^{57} , $E = 14,4 \text{ keV}$, $\tau = 10^{-7} \text{ с}$.

$f \approx 0,5$ - великий коэффициент Шредингера

$$\Gamma = 1/\tau = 10^7 \text{ с}^{-1}, \omega_0 = 3 \cdot 10^{19}$$

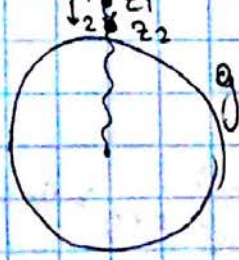
$$\Gamma/\omega_0 = 3 \cdot 10^{-14}$$

Интересно взаимодействие поля: $E \sim \exp(-ikx(t))$



Эксперимент приводит до первого приближения

к фотону



$$\Delta t = \frac{\Delta z}{c} \text{ - расхождение путей}$$

$$\Delta \sigma = g \Delta t$$

$$\Delta \omega = \omega \frac{\Delta \sigma}{c}$$

$$\Delta \omega = \omega \frac{g \Delta z}{c^2}$$

этап - переход в ядре

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{20 \cdot 10}{9 \cdot 10^{16}} \approx 2 \cdot 10^{-15}$$

$$\frac{\Delta \sigma}{c} \omega = \frac{\Gamma}{2}; \Delta \sigma = \frac{\Gamma c}{2\omega} = \frac{10^7 \cdot 3 \cdot 10^{10}}{2 \cdot 3 \cdot 10^{19}} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ см} = 20 \text{ нм}$$

$$\omega = \omega_0 \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - \beta^2} (1 - \frac{v}{c} \cdot n/c) \cos \theta}$$

при $v \ll c$

$$\omega = \omega_0 \left(1 + \frac{v}{c} n \cos \theta\right) \left(1 + \frac{v^2}{2c^2}\right)$$

$$\bar{\omega} = \omega_0 \left(1 + \frac{v^2}{2c^2}\right) \quad \text{// } \bar{v}^2 - \text{средний квадрат скорости частиц вращающихся в атоме и ядре}$$

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT$$

$$\bar{\omega} = \omega_0 \left(1 + \frac{3kT}{2mc^2}\right)$$

при $T \uparrow \Rightarrow \text{частота } \downarrow$; \bar{v} больше - то больше популяция резонанса

Раздвигается узкий спектр \Rightarrow расширяется у линии

диаметри (у ядра Fe и Mg)

$$\Sigma \sim \frac{1}{\omega^3}$$

$$\Delta t < \bar{v}$$

$$p_i > \frac{\hbar \omega}{c^2} \sim \omega^4$$

$$\lambda = 1 \text{ \AA} = 10^8 \text{ c}^{-1}$$

при $\Sigma = 10^{-15}$ $p_i > \frac{10^{-24} \cdot 10^{13}}{10^{-15}} = 10^7 \text{ атм}$

Ядерні реакції

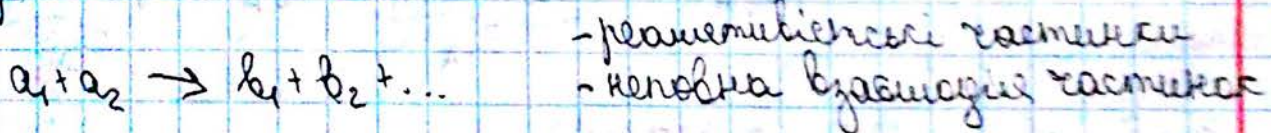
Ядерна реакція - процес перетворення ядер при взаємодії з іншими ядрами або частинками

Види ядерних реакцій:

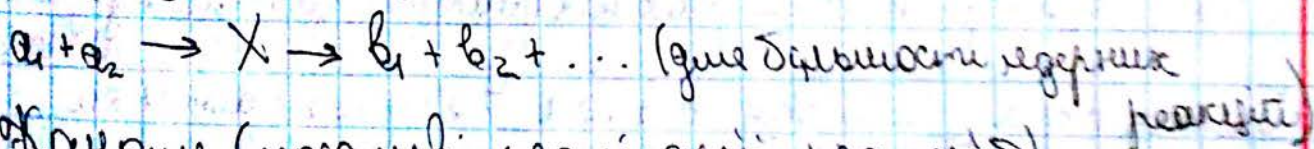
- 1) з нейтральними частинками (нейтрони)
- 2) з зарядженими частинками
- 3) з ядрами

Класи ядерних реакцій:

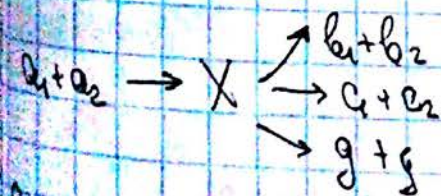
I. Фізичні:



II. Через стадію проміжного, складового (композитного) ядра:

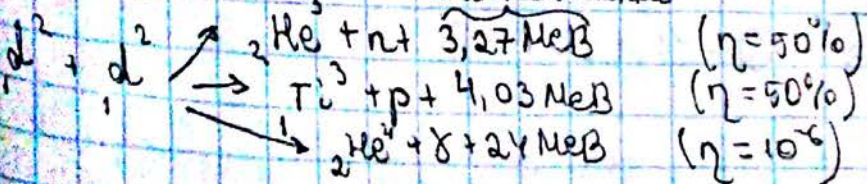


Канали (можливі реалізації реакцій)



Види взаємодій деутерії:

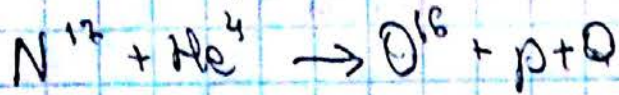
Екінетичні частинки



Енергія реакції: $Q = W_{a_1 a_2} - W_{b_1 b_2}$

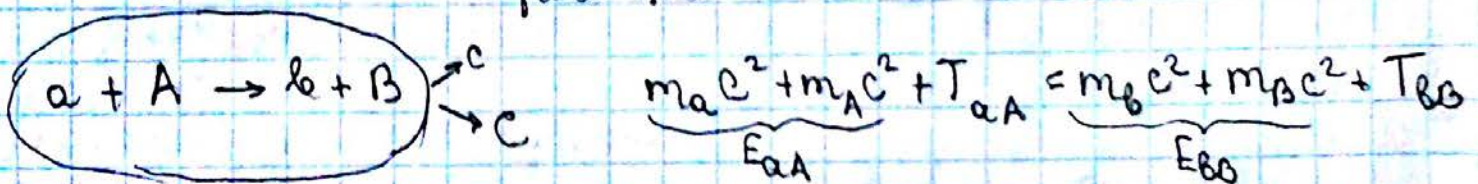
$$\underbrace{W_{a_1 a_2}}_{m_a c^2 + m_{a_2} c^2} + T_{a_1 a_2} = \underbrace{W_{b_1 b_2}}_{m_{b_1} c^2 + m_{b_2} c^2} + T_{b_1 b_2} \quad (\text{Закон реакції})$$

$Q > 0$ - екзоенергетична реакція } виділенням тепла
 $Q < 0$ - ендоенергетична } поглинанням тепла



$$Q = (m_N + m_{He} - m_O - m_p) c^2 < 0$$

$Q = -1,193 \text{ MeV}$ (поширко каравати тепло (енергія) при реакції)



$Q = E_{aA} - E_{bB}$ - енергія реакції

$$T_{bB} = Q + T_{aA}$$

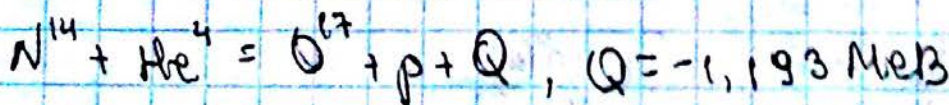
$Q > 0$ - екзоенергетична реакція (реакція зблизку відбувається само)

Решає протон, відбувається при \forall енергії частинки

$Q < 0$ - ендотермічна реакція

$$T_{bB} = Q + T_{aA} - \exists \text{ певний поріг}$$

$$T_{\min} = T_{aA}^* = \frac{m_a + m_A}{m_A} |Q| - \text{поріг ендоенергетичної реакції}$$



Законы сохранения для энергии реакции

1) энергия

2) импульсу

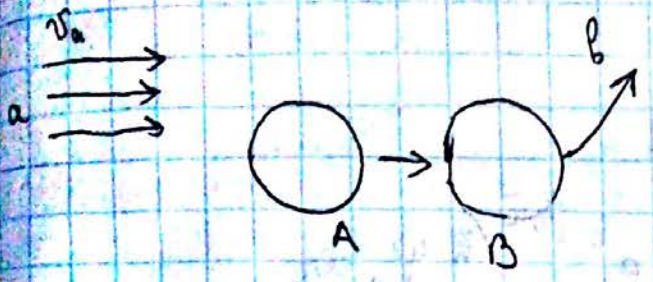
3) моменту импульсу

4) заряду

5) количеству нуклонов

6) паритету

Сохранение энергии реакции



$n_a = \frac{1}{v_a}$; $dW_{AA, BB} = \sigma v_a n_a dt$
↑
 прирост энергии

$\sigma = \frac{dW_{AA, BB}}{dt} \cdot \frac{1}{v_a n_a}$ - интеграл энергии реакции

$\frac{dW}{dt} = \frac{2\pi}{h} |H_{AA, BB}|^2 \delta((E_{AA} + T_{AA}) - (E_{BB} + T_{BB}))$ - процесс перехода с 1-го состояния в другое

$H_{AA, BB} = \int \psi_a^* \psi_A^* \hat{H} \psi_B \psi_B d\tau$

$\psi_a = \frac{B}{\sqrt{v_a}} e^{-i\vec{p}_a \vec{r} / \hbar}$; $\psi_B = \frac{D}{\sqrt{v_B}} e^{-i\vec{p}_B \vec{r} / \hbar}$

Условия инвариантности → существуют по всем сторонам, если задано

число $33E$:

$\frac{dW_{AA, BB}}{dt} = \int \frac{dW_{AA, BB}(E_B)}{dt} \rho(E_B) dE_B$ (↔)

$N = g \frac{\int d^3 p \int d^3 q}{(2\pi\hbar)^3}$

$\rho = \frac{\partial N}{\partial p_B} = g \sqrt{p_B} \cdot \frac{4\pi}{8\pi^3 \hbar^3} \Rightarrow dN = \frac{\rho_B \sqrt{p_B} \rho_B^2}{2\pi^2 \hbar^3} dp_B$

$$E_b = \frac{p_b^2}{2m_b} ; \quad dE_b = \frac{p_b}{2m_b} \cdot 2 dp_b$$

$$dN = \frac{g \sqrt{v_b} p_b}{2\pi^2 \hbar^3} \cdot \frac{m_b}{p_b} dE_b ; \quad \rho(E_b) = \frac{g \sqrt{v_b} p_b m_b}{2\pi^2 \hbar^3}$$

$$\Rightarrow \frac{2\pi}{\hbar} |H_{a,b}(E)|^2 \cdot \frac{g \sqrt{v_b} p_b m_b}{2\pi^2 \hbar^3}$$

$$\sigma_{a,b} = |H_{a,b}|^2 \cdot \frac{g \sqrt{v_b}^2 m_b^2 v_a}{\hbar^4 v_a}$$

v_a, v_b - швидкості клаптування

$$H = \int \frac{1}{\sqrt{v_a}} e^{-i\vec{p}_a \vec{r}} \psi_A^* \hat{H} \frac{1}{\sqrt{v_b}} e^{i\vec{p}_b \vec{r}} / \hbar \psi_B d\vec{r}$$

$g = (2J_A + 1)(2J_B + 1)$ - кратність виродження кінцевих станів

$$\sigma_0 = \left(\frac{v_a v_b |H_{a,b}|^2 m_b^2}{\hbar^4} g \right) ; \quad \sigma_{a,b} = \sigma_0 \frac{v_b}{v_a}$$

① Фізичне розсієння

$$a = b, \quad v_a = v_b, \quad A = B ; \quad \sigma = \sigma_0 \neq f(v)$$

Фізичне розсієння не залежить від швидкості

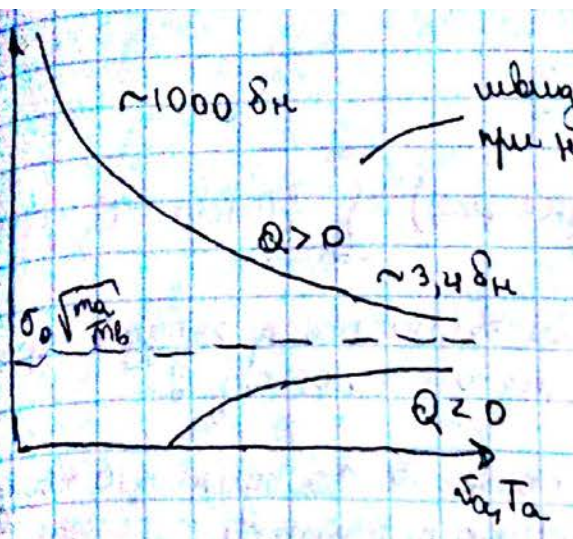
② Екзотермічна реакція ($Q > 0$)

при малій швидкості $T_{aA} \ll Q$

$$T_{bB} = Q + T_{aA}$$

$$\frac{m_b v_b^2}{2} = Q + T_{aA} ; \quad v_b^2 = \sqrt{\frac{2}{m_b} (Q + T_{aA})}$$

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \frac{\sqrt{2Q + 2 m_a v_a^2 / 2}}{v_a \sqrt{m_b}} \Big|_{v_a \rightarrow 0} = \sigma_0 \frac{\sqrt{2Q}}{v_a \sqrt{m_b}}$$



швидко зростає при наближенні до нуля
 ймовірність зростає при наближенні твердого а-частинки до 0
 при низьких енергіях нейтронів ймовірність реакції велика тому в реакторах → теплові нейтрони.

$1 \text{ барн} = 1 \text{ бн} = 10^{-24} \text{ см}^2$

① Ендоекзергетична реакція (Q < 0)

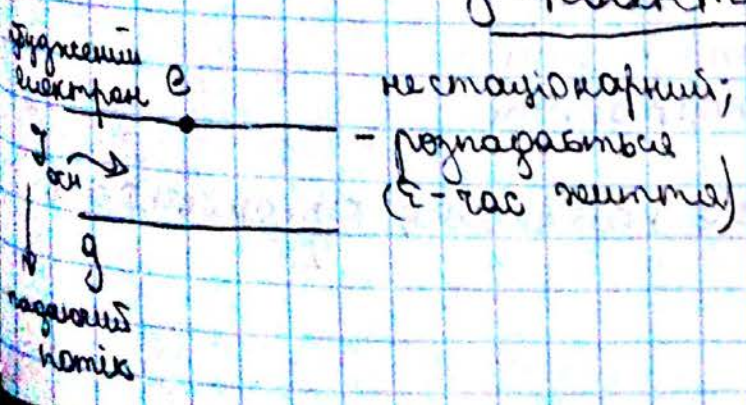
має бути порогова енергія: $T_\alpha > T_\alpha^* = \frac{m_\alpha + m_b}{m_b} |Q|$

Возможимо процес біля порогоу:

$\sigma_\alpha: \frac{m_\alpha^2 v_\alpha^2}{2} = T_\alpha |_{T_\alpha \geq T_\alpha^*} = T^* ; \frac{m_b v_b^2}{2} = T_\alpha - T_\alpha^*$

$\sigma = \sigma_0 \frac{\sqrt{2(T_\alpha - T_\alpha^*) / m_b}}{\sqrt{2 T_\alpha^* / m_\alpha}}$ (дивись рисунок $\sigma = f(T_\alpha)$)

② Резонансні ядерні реакції за участі γ -квантів



$\frac{dW}{dt} = P_{eg} = \frac{4 \pi^2 \nu}{3 h^2 c} |\bar{d}_{eg}|^2 \delta(\omega_{eg} - \omega)$
 $\rho = \frac{3 h c^3}{4 \omega^3} |\bar{d}_{eg}|^{-2}$

$$\frac{dW}{dt} = \int \frac{dW}{dt}(\omega_{eg}) f(\omega_{eg} - \omega_0) d\omega_{eg}$$

$$f(x) = \frac{\Gamma/2\pi}{x^2 + \Gamma^2/4} \quad (\text{Лоренцева функція}) \quad \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = 1$$

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\hbar \omega^3 \epsilon^2}{4\pi} \cdot \frac{\Gamma/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2/4}$$

ймовірність проходу вгору під дією потоку \mathcal{I} .

$$\mathcal{I} = \hbar \omega \mathcal{I} \left[\frac{1}{\omega^2 \cdot c} \right], \quad \mathcal{I} - \text{кількість квантів за одиницю часу через одиницю площі}$$

$$\frac{dW}{dt} = \rho = \frac{\hbar \omega \mathcal{I} \epsilon^2}{4\pi \omega^2 c} \cdot \frac{\Gamma/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2/4} = n a c \cdot \frac{\hbar c^2}{4\pi \hbar^2} \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi \Gamma} \cdot \frac{\Gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2/4}$$

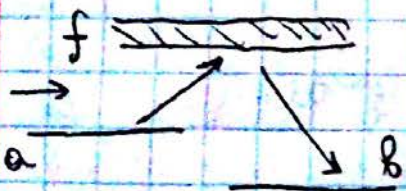
$$= n a c \left(\frac{\lambda^2}{2\pi^2} \cdot \frac{1}{[2(\frac{\omega - \omega_0}{\Gamma})^2 + 1] \Gamma} \right) \Gamma \sigma_{eg}$$

σ_{eg} - переріз збудженого атома, Γ - півширина лінії.

$$f(x) = \frac{\Gamma/2\pi}{x^2 + \Gamma^2/4} \Big|_{\Gamma \rightarrow 0} = \delta(x) \quad \parallel \Gamma = \Gamma_0 = \frac{1}{\tau} - \text{природна ширина лінії}$$

$\Gamma < \Gamma_0 + \Delta\Gamma$ - виникає при дії інших механізмів

$$\gamma \rightarrow n; \quad \lambda \rightarrow \lambda = \frac{2\pi \hbar}{m v}; \quad \omega \rightarrow \frac{E}{\hbar}$$

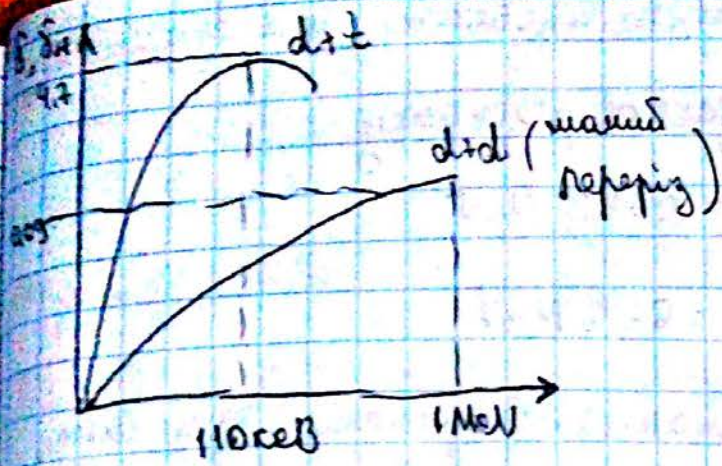


$$\Gamma = \Gamma_f = \sum_i \Gamma_i$$

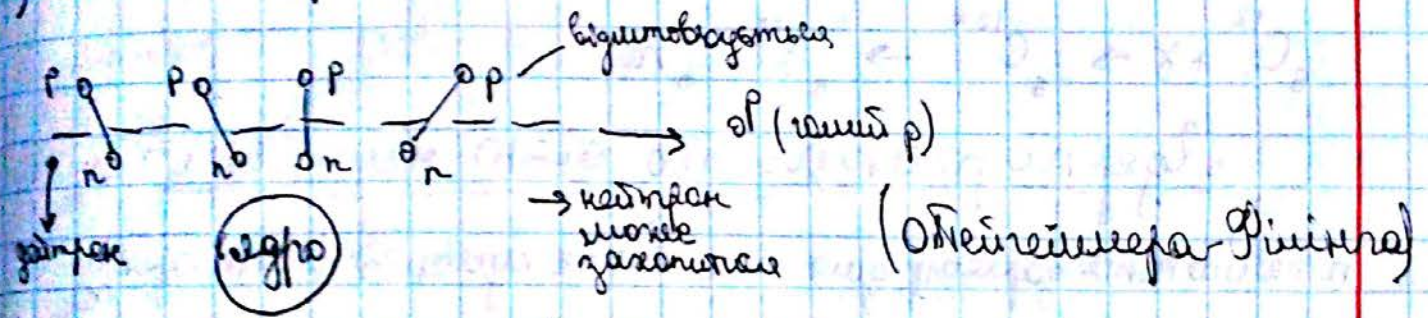
ширина лінії - це ймовірність

$$P_{ab} = n a v_a \sigma_{af} \cdot \frac{\Gamma_0}{\Gamma}; \quad \text{af - вимушений, fb - спонтанний}$$

Вин заредрження частинки є наявність квантового бар'єру.

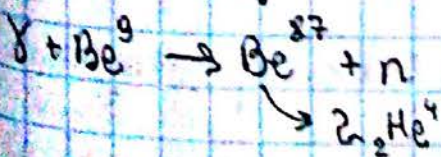
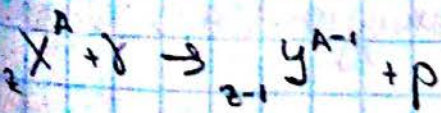
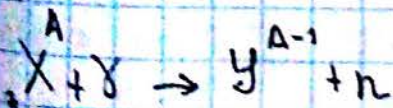
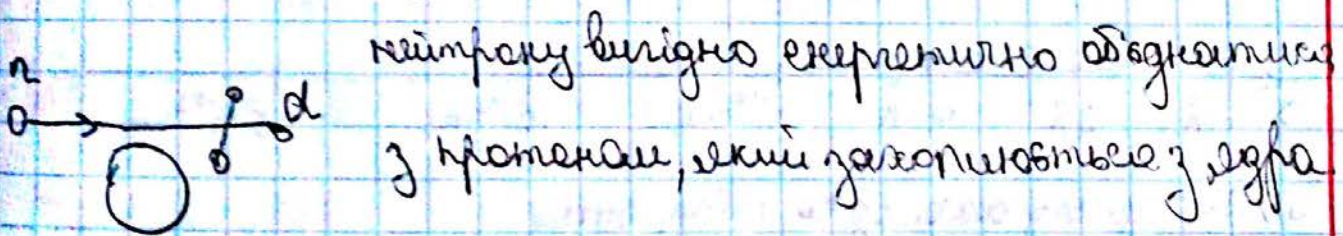


1) Реакція зриву

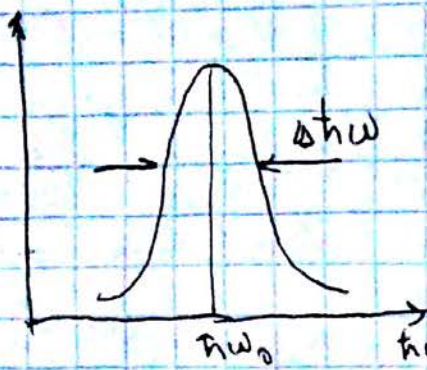


Ця реакція може відбуватися при малих енергіях

2) Реакція підврату



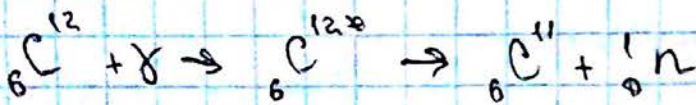
Резонанс — явление возникает в любой системе. Чем больше ширина резонанса.



$$h\omega_0 = 10 \div 20 \text{ MeV}$$

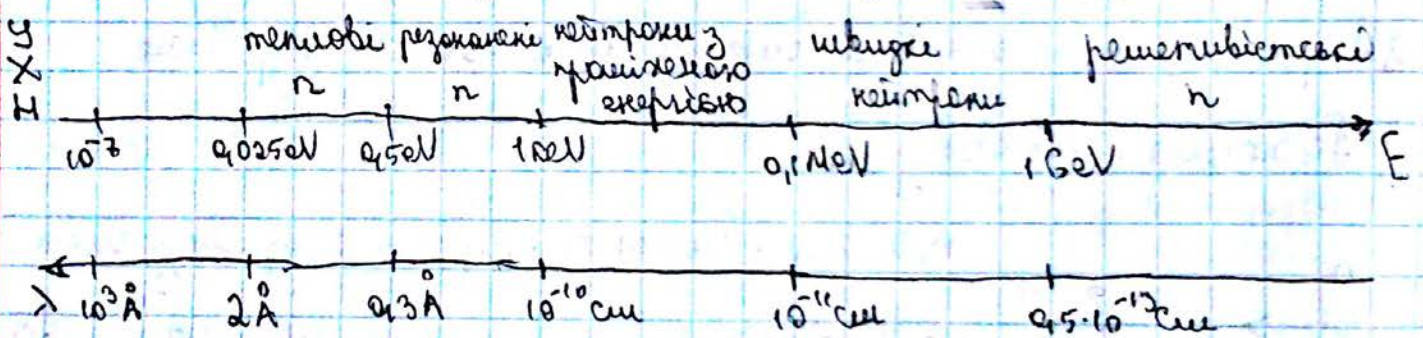
$$\Delta h\omega = 6 \div 8 \text{ MeV}$$

Колликации нейтронов и протонной системы



Ядерные реакции под действием нейтронов

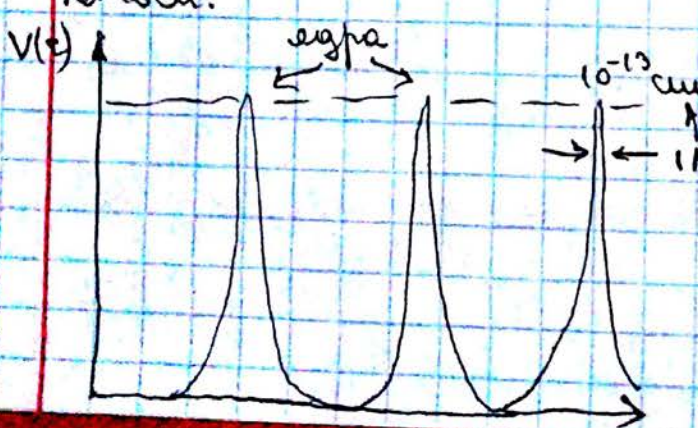
n не имеет заряда, где ниса квантовое число



УХН — ультракороткие нейтроны

1) Взаимодействие УХН при $E_n < 10^{-7} \text{ eV}$.

При прохождении n через воду они термализуются, стабилизируются.



Взаимодействие n с ядрами
Нейтрон сильно размазан, тему разширяется деляний усредненной потенциал

$V_{\text{ядра}} \sim 10^{-28} \text{ см}^3$ За функцією величини λ функція
 $V_{\text{атом}} \sim 10^{-24} \text{ см}^3$ або усередненої потужності

Формула ГХН: $V(\vec{r}) = \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \delta(\vec{r})$, де $\delta(\vec{r}) = \delta(x)\delta(y)\delta(z)$
 ∇^2 - характеристична величина - довжина розсіювання.

$\langle V \rangle = \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 n$, де n - концентрація ядер

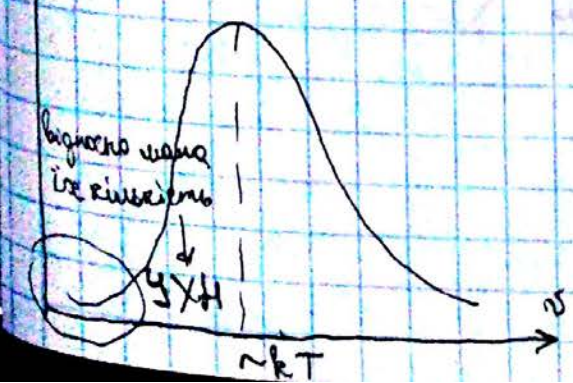
$\sigma_{\text{розс}} = 4\pi b^2$, $\langle V \rangle = \sigma_{\text{розс}} \cdot m/2$.

Ядро	$\langle V \rangle, \text{keV}$	λ	$\sigma_{\text{розс}}$
Ni^{58}	380	4611 Å	8,5 $\mu\text{к}$
Fe	80	10111 Å	3,9 $\mu\text{к}$
O_2O	166		7,03 $\mu\text{к}$
H_2O	-14,8	\rightarrow це не ядра, а не бар'єр	5,66 $\mu\text{к}$
Cu	168		

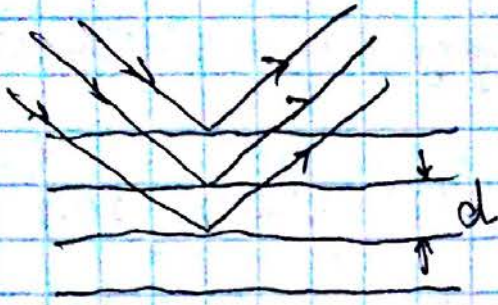
$\lambda_{\text{ядра}} \rightarrow n$ величина об'єднана з ядром.

Бар'єр - величина не величина об'єднана з ядром.

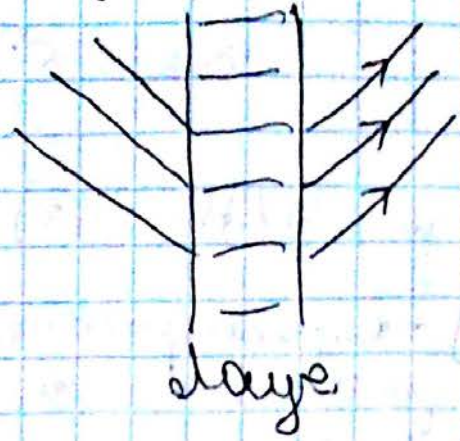
$f_n(v)$
 ГХН - як ідеальний газ, бо ма-
 ють всі цю властивості.



$2d \sin \theta = n \lambda$ - це умова виникнення для мембран n .



дифракція на поверхні

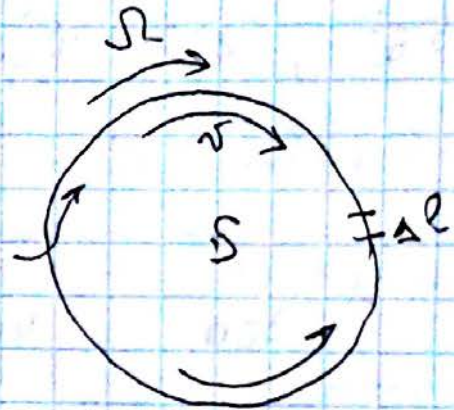
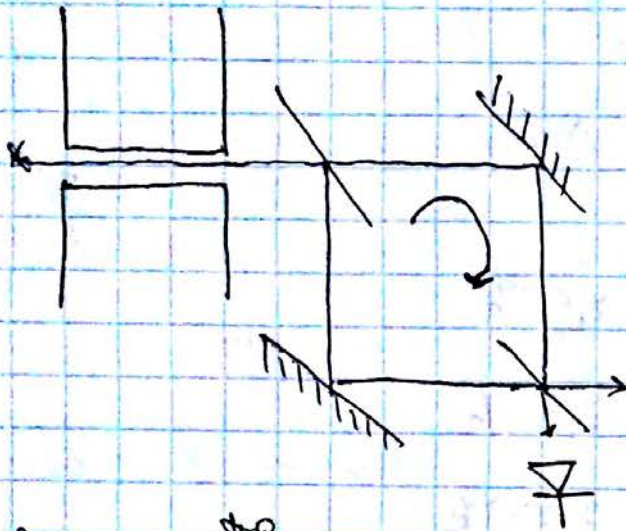


дифракція на границі

Пореша

slaye

Експерт Сачека



$$\Delta l = \Omega R \cdot \frac{\pi R}{v}$$

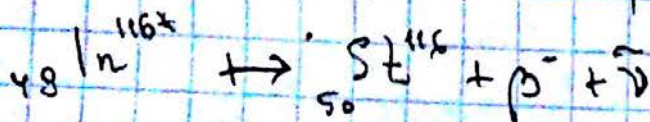
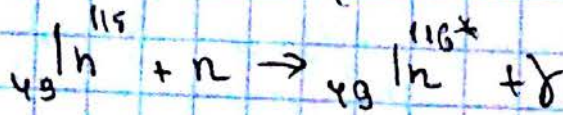
$$\Delta \varphi = R \cdot 2 \cdot \Delta l = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2 \cdot \frac{\Omega R \pi R}{v} = \frac{4\pi \Omega S}{\lambda v}$$

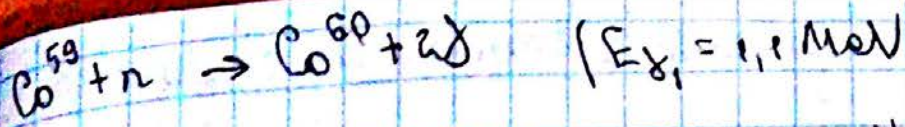
$\lambda = 0.5 \mu$, $S = 10^{-8} \text{ см}^2$, $v = c$

Взаємодія нейтронів з різноманітними ядрами

Типи реакцій:

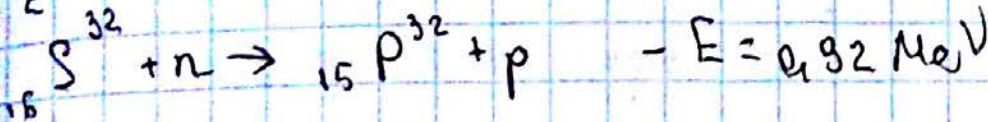
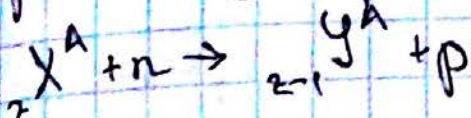
1) радіаційний захват нейтрона



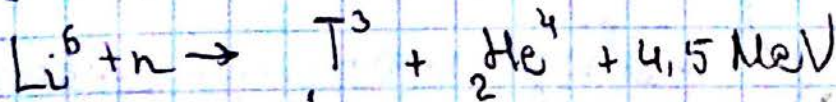
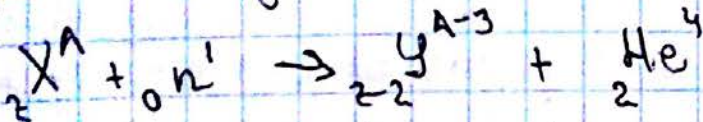


расщепление $E = 5,3 \text{ эв}$ $\rightarrow E_{\gamma_2} = 1,3 \text{ MeV}$

2) реакции с образованием протонов

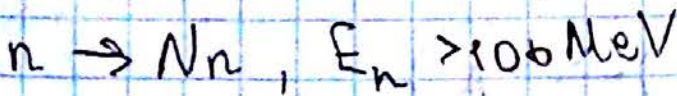
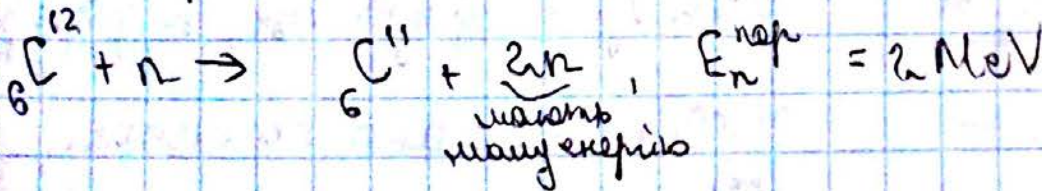


3) реакции с образованием α -частиц

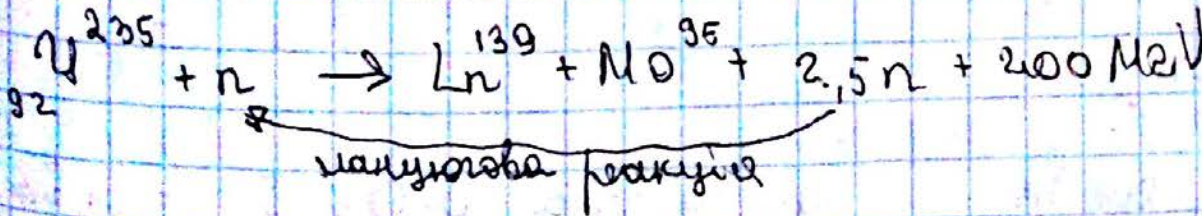
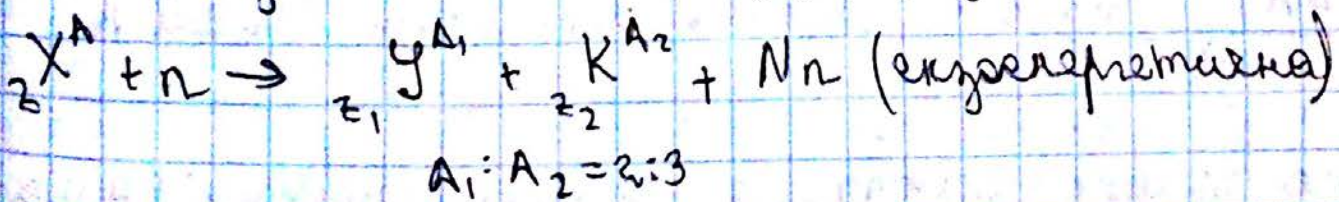


4) реакции с образованием нейтронов ($n \rightarrow 2n$)

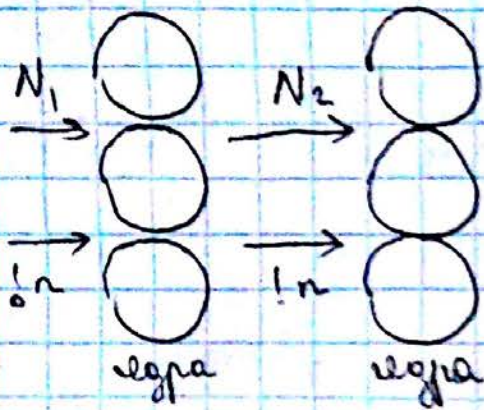
минимум при $E_n \geq 10 \text{ MeV}$



5) Реакция деления тяжелых ядер под действием нейтронов.



Ланцюгова реакція ділення важких ядер



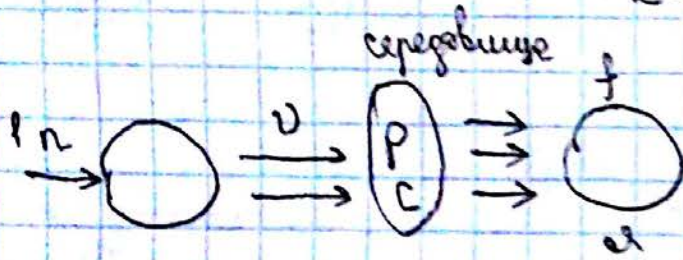
коефіцієнт розмноження

$$k = \frac{N_2}{N_1}$$

$k > 1$ - надкритичний процес

$k = 1$ - критичний процес

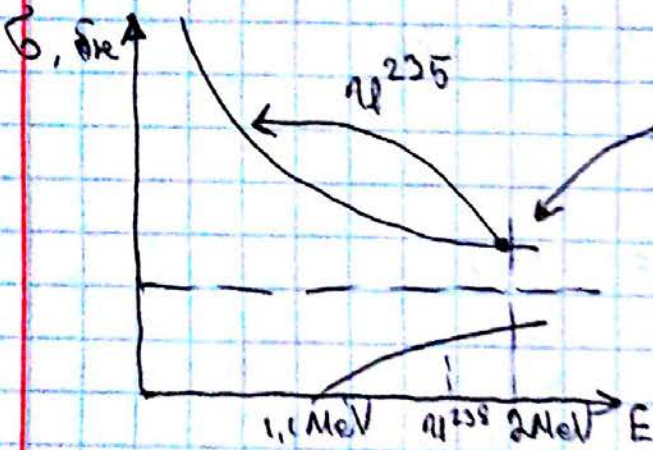
$k < 1$ - підкритичний процес



середовище

ν - середня кількість нейтронів

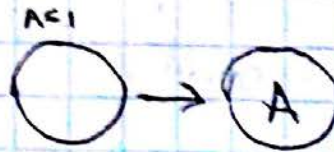
що виділяються при діленні ядра



швидкі нейтрони потрібно замедлити

для цього середовище, що добре розсіює n і погано поглинає.

сіно n і погано поглинає.



$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4A}{(A+1)^2} - \text{відносні втрати менші чим більший A.}$$

Потрібно велике розсіювання \rightarrow легкі елементи (A мале - великі втрати)

$H_2O: \sigma_{роз} = 204 \text{ бк}$

важка вода $D_2O: \sigma_{роз} = 3,4 \text{ бк}$

$\sigma_{погл} = 0,33 \text{ бк}$

$\sigma_{погл} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ бк}$

ρ - швидкість поділу в процесі ланцювання n незначне.

ϵ - коефіцієнт підвищення кількості нейтронів, де розуміється
 тільки швидкими нейтронами.

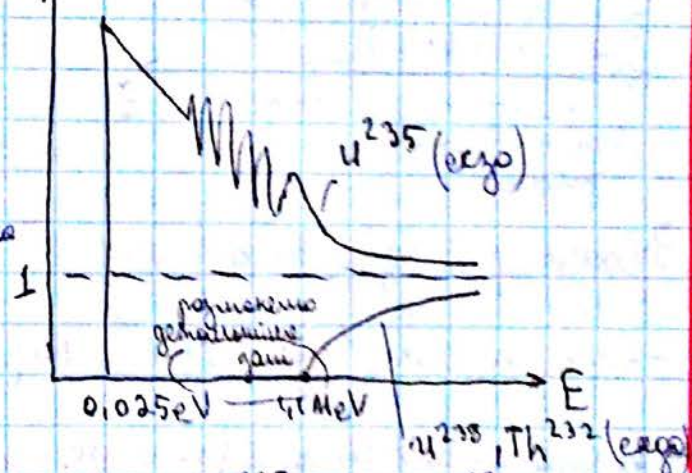
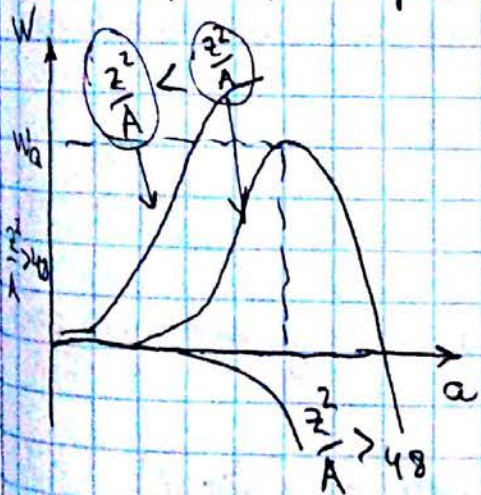
$f = \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_{ns}}$ - імовірність того, що ядро поділиться по
 потрібному каналу

$k = \nu \rho \epsilon f$ - кількість вторинних n - коефіцієнт критичності
 формула їх коефіцієнтів

Виповнює для U^{235} : $\nu = 2,47$ $\rho = 0,54$ $f = 0,88$ $\Rightarrow k_{\infty} = 1,07$
 $\epsilon = 1,02$

Визначимо величину енергії при ділянці: коефіцієнт розуміється для критичного реактора

U^{235} , $\sigma = 0,71 \cdot 10^9$ р, $\eta \approx 2,072$ /о
 U^{238} , $\sigma = 4,5 \cdot 10^9$ р, $\eta = 89,27$ /о
 Th^{232} , $\sigma = 1,4 \cdot 10^{10}$ р, більше, бо більший час життя



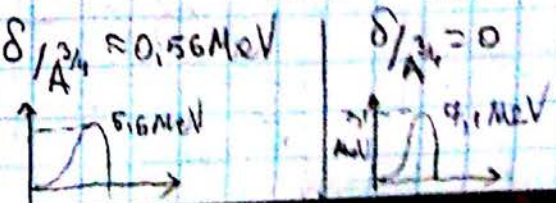
Спорівняємо:

U^{235}	U^{238}
$Z/A = 35,9$	$Z/A = 35,4$
$W_g \approx 6,1$ MeV	$W_g \approx 7,1$ MeV

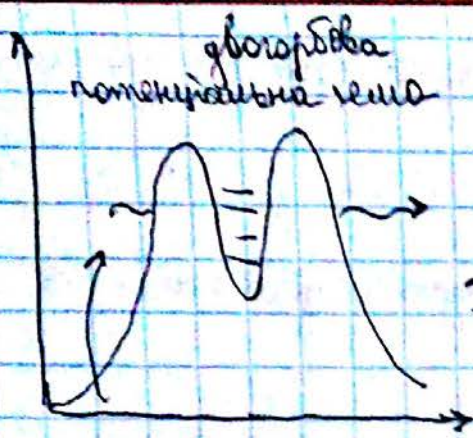


$E = m_n c^2 (A - Z) + m_p c^2 Z - \epsilon_1 A + \epsilon_2 A^{2/3} + \epsilon_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \epsilon_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A} - \frac{\delta}{A^{3/4}}$ $\delta = \begin{cases} +34, \text{ MeV} \\ 0, \text{ MeV} \\ -34, \text{ MeV} \end{cases}$

енергія додаткова за реакцію нейтрона
 6 MeV і 5,6 MeV - енергія додаткової
 частини U^{235} , і енергія частини U^{238} , Th²³²



Розширяємо детальніше виділену область

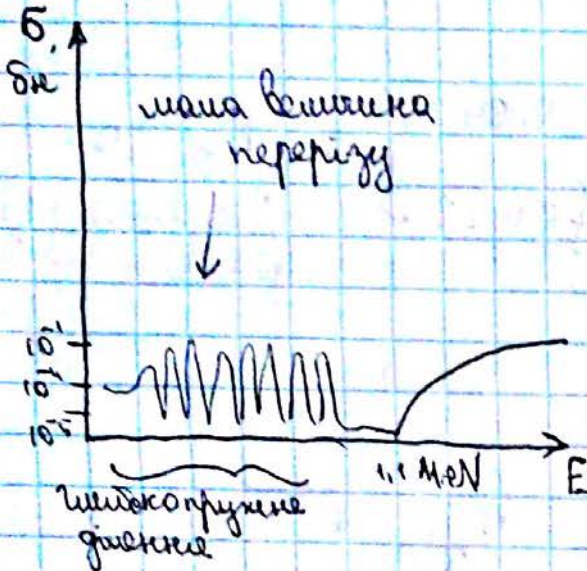


$Z > 85$



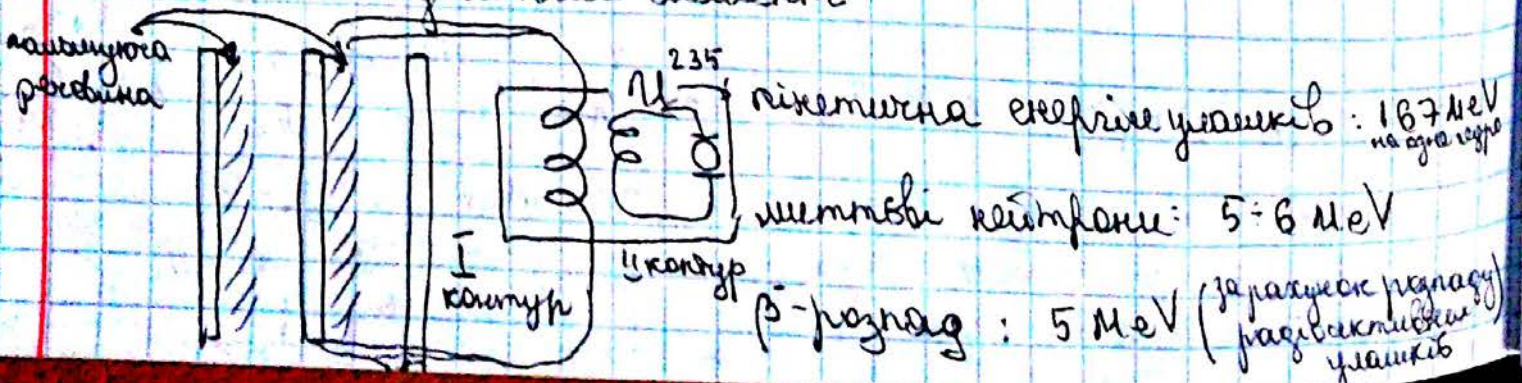
Можно 2 максимуми замінити одним дуже широким певні резонанси, яких досить дуже багато через велику ймовірність падіння нейтронів.

При певних енергіях можливі "вікна" прозорості.



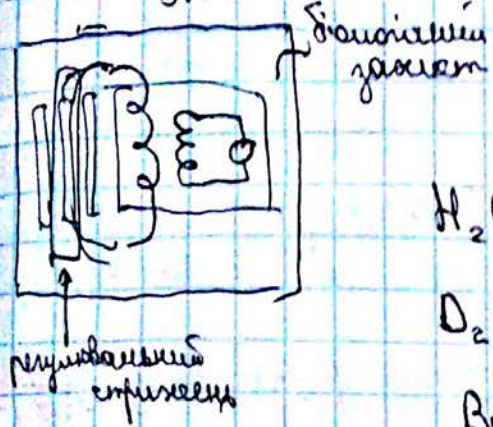
- Реактори бувають: (реактор-система для певних реакцій)
- енергетичні (добування енергії)
 - експериментальні (для досліджень)
 - дослідницькі (реактор є просто робочий інструмент для отримання нейтронів)
 - промислові (виробництво певних ізотопів для зброї).

ТВЕЛ - тепловиділяючий елемент



активная нейтроны: 10 MeV
 мощность γ -нейтронизации: 7 MeV
 γ -нейтронизация кварков: 6 MeV
 Зарубево: $\sim 200 \text{ MeV}$

В катушке помещаются у биологического объекта



Характеристики замедления нейтронов:

	λ (звонна вивага протон), см.	випуск, с
H ₂ O	1,1	10 ⁻⁶
D ₂ O	2,6	4,6 · 10 ⁻⁵
Be	1,6	6,7 · 10 ⁻⁵
C (графіт)	2,16	1,5 · 10 ⁻⁴

Звонна випуск
 ↓

$$\frac{N}{N(0)} = k^{\Delta t / \delta t} = (1 + (k-1))^{a \Delta t / \delta t} = \left(1 + \frac{(k-1)}{(\Delta t / \delta t)} \left(\frac{\Delta t}{\delta t}\right)\right)^{a \Delta t / \delta t} = \exp\left\{(k-1) \frac{\Delta t}{\delta t}\right\}, k = 1,01$$

$$\left(1 + \frac{a}{N}\right)^N \Big|_{N \gg 1} = e^a$$

$$\frac{N}{N(0)} = e^{10^{-2} \cdot 10^4} = e^{100} = 10^{40} \text{ - при зростанні } t = 101$$

Cd^{112} ($\sigma_{nr} = 2 \cdot 10^4 \text{ бн}$)
 B^{10} ($\sigma_{nr} = 4 \cdot 10^3 \text{ бн}$)
] з чого робиться реєстраційний екран (полюсний нейтронів)

Знижуючі нейтрони: U^{235}

$\Sigma \approx 1,9\%$
40% - 0,22с
40% - 2,3с
22% - 0,2с

за допомогою цих нейтронів реєструють роботу реактора

Ураї теперішніе використання: H_2O , Na , U_2 , U_2 , U_2 зрідження

Вивід енергії на типову реакторі: (розміри реактора $\phi 10$ м, $h=20$ м)

$1_2 U^{235} \Rightarrow 24 \text{ МВт} \cdot \text{год} = 10^{11} \text{ Дж}$

$P_{\text{max}} = 3000 \text{ МВт} ; P_{\text{елек}} = 1000 \text{ МВт}$

$0,03 \frac{\%}{\text{с}} U^{235} = 300 \frac{\%}{\text{год}} - \text{витрати } U \text{ в реакторах}$
 $100 \frac{\%}{\text{міс}}$

$2,5\% U^{235}$
 $97,5\% U^{238}$ } U , що використовується в реакторах

Чи може реактор працювати на природному урані і на швидких нейтронах?

$k = \nu \epsilon p f$

ν - кількість вторинних нейтронів

ϵ - витрати на гашення

f - відносна ймовірність попаданні ділення відносно інших

$99,28\% U^{238}$

$0,72\% U^{235}$

Швидкі нейтрони:

$R^{(235)} = \frac{\nu \sigma_{nf}^{235}}{\sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + \frac{99,28}{0,72} (\sigma_{nf}^{238} + \sigma_{n\gamma}^{238})} = 0,13$

$\nu^{235} = 2,05 ; \sigma_{nf}^{235} = 1,3 \text{ бк} ; \sigma_{nf}^{238} = 0,6 \text{ бк} ; \sigma_{n\gamma}^{238} = 0,2 \text{ бк}$

$$K_{\text{швидкі нейтрони}}^{(235)} = \frac{v \sigma_{nf}^{238} \cdot 140 \cdot \rho^{0,12}}{\sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + 140(\sigma_{nf}^{238} + \sigma_{n\gamma}^{238})} = 0,27$$

$$K_{\text{шв.}} = 0,3$$

На природному урані швидкі нейтрони не можуть утворити ланцюгову реакцію.

На повільних n: $K_{\text{пов}}^{238} = 0$; $K_{\text{пов}}^{235} = 1,32$;

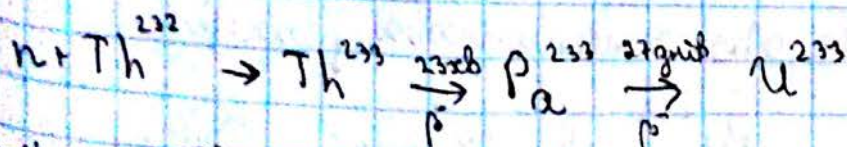
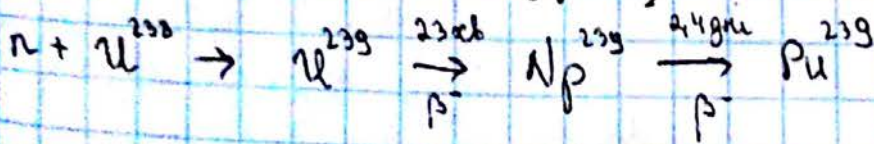
$$v^{235} = 2,47; \quad \sigma_{n\gamma}^{238} = 2,8 \text{ бк}$$

$$\sigma_{nf}^{235} = 580 \text{ бк}; \quad \sigma_{nf}^{238} = 0; \quad \sigma_{nf}^{235} = 112 \text{ бк}$$

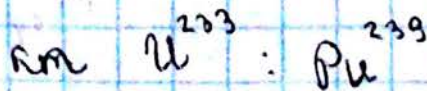
$$K_{\text{шв}}^{235} = 2,65 \cdot 0,7 \approx 1,8$$

На швидких n діють всі ізотопи U(235, 238) та 238U лінійно діють.

CANDU - канадський реактор на природному U, спеціальною ланцюговою реакцією (але вона дорота)

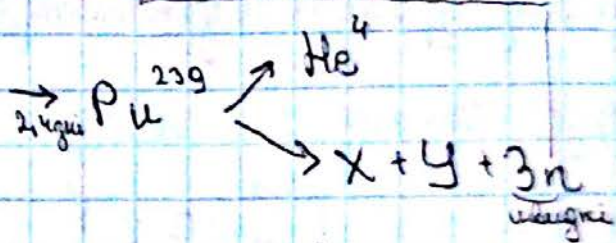
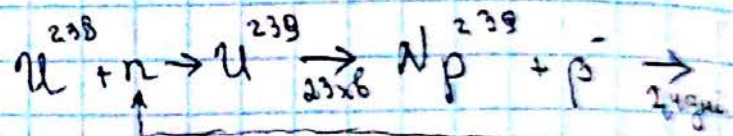
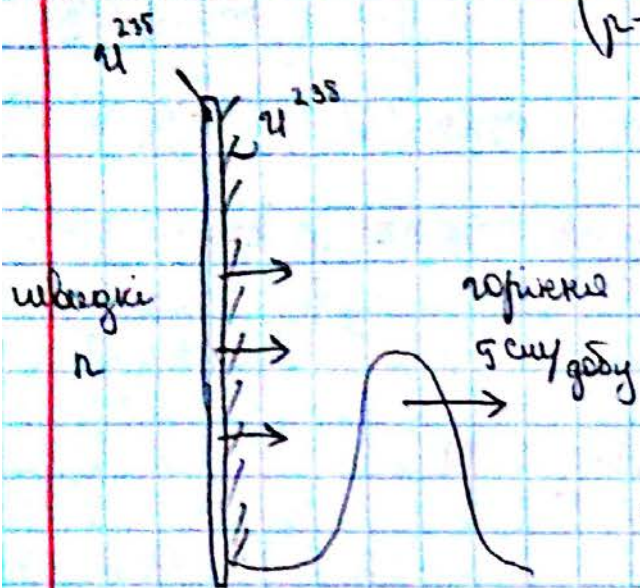


на 1 км U²³⁵ утворюється більше



Реактор Сіккураї Хвемі

(μ -р Вашингтона або μ -р шайдулкієв)



напрібно покатково швидкі нейтрони

Керований ядерний вибух

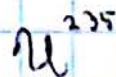
$$k = \lambda \cdot f \cdot F(R)$$



$F(R)$ - виходить нейтрони що вийшли за межі сфери.

$$F(R) < 1$$

$$f \approx 0,8$$



$$v = 2,47$$

$$\bar{l} = \frac{l}{v \sigma_{nf} n_0}$$

$$\sigma_{nf} = 1 \text{ бн}; \quad n_0 \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$$

$$\bar{l} = 8 \text{ см.}$$

На \bar{l} n утворює сам себе або є ланцюгова реакція.

$${}^{235}\text{U}: R_{кр} = 8,5 \text{ см}$$

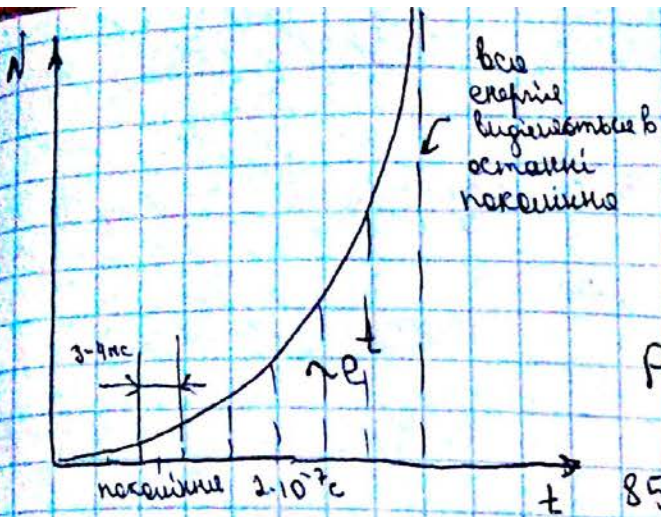
$${}^{239}\text{Pu}: R_{кр} = 4,1 \text{ см}$$

$$M_{кр} = 47 \text{ кг}$$

$$M_{кр} = 5 \text{ кг}$$

Радиус $> R_{кр} \rightarrow$ грає під реакція

$$\delta t = \frac{\bar{l}}{v} \text{ (тривалість 1 покоління)} = \frac{8 \text{ см}}{2 \cdot 10^9 \text{ см/с}} \approx 4 \text{ нс}$$



$1.2 \text{ тропинку} = 2000 \text{ Фне}$

$10 \text{ км} = 2 \cdot 10^{13} \text{ Фне}$

$\text{Час выжигается } \Delta t \approx 2 \delta t \approx 10^{-8} \text{ сек}$

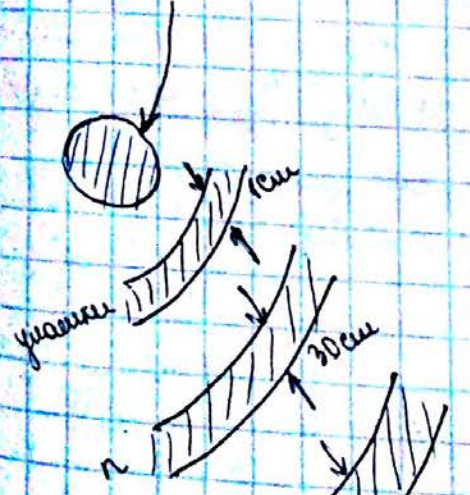
$\rho = \frac{2 \cdot 10^{13}}{10^{-8}} = 2 \cdot 10^{21} \text{ Вт}$ - суммарная мощность лазерного излучения

85% - кинетическая энергия усадки

в повивки - 70% удара явилась

$P_{\text{хитон}} = 20\% \rho = 4 \cdot 10^{20} \text{ Вт}$ - газерно мощность реактивных и отпущено вырешивание

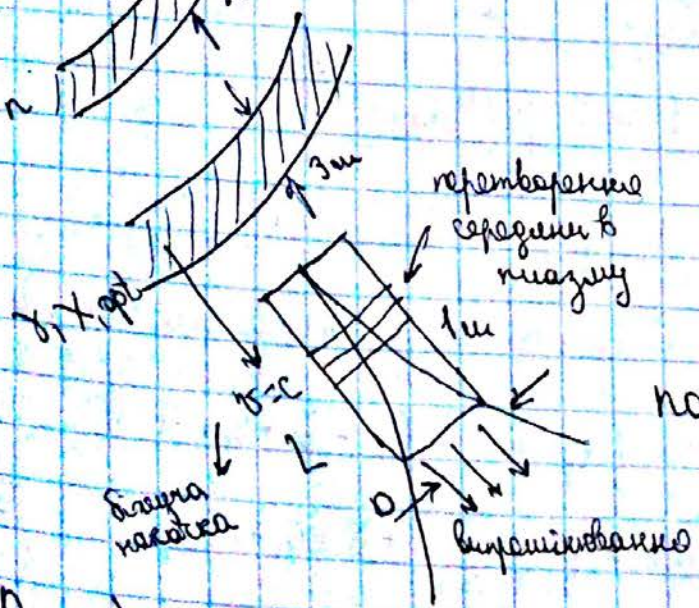
Выбух ядерный \rightarrow из лазерка накачка



1. Вакансии усадки $\sigma = 10^{-2} \text{ c}$

2. Коэффициент $\sigma = 10^{-1} \text{ c}$

3. γ, χ, ρ, t $\sigma = c$



потом дискретка
рекомбинация

$\Delta \theta = \frac{D}{L} + \frac{1}{D}$
минимум дифракционный

$\frac{\partial \Delta \theta}{\partial D} = \frac{1}{L} - \frac{1}{D^2} = 0 \Rightarrow D_{\text{opt}} = \sqrt{L}$

$$\Delta \Theta_{opt} = \sqrt{\frac{\lambda}{2}} + \sqrt{\frac{\lambda}{2}} = 2\sqrt{\frac{\lambda}{2}}$$

$$\lambda = 14 \text{ \AA} \quad \Delta \Theta_{opt} = 2\sqrt{\frac{14 \cdot 10^{-10}}{10^2}} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ рад}$$

$$D \approx 10 \text{ см}$$

лазер : $\omega_x = 10 \text{ кВт}$

$$\Delta t = 10^{-8} \text{ с}; \quad P_d = 10^{16} \text{ Вт}$$

$$R_{кр} \approx \frac{1}{\sqrt{5} n_p n} ; \quad D \geq 2R_{кр}$$



$$U^{239} : R_{кр} \approx 8,5 \text{ см}, \quad M_{кр} = 47 \text{ г}$$



$$Pu^{238} : R_{кр} = 4,1 \text{ см}, \quad M_{кр} \approx 5 \text{ г}$$



Изотоп	U^{235}	Pu^{239}	Am^{241}
$M_{кр}$	$0,57 \text{ г}$	$0,51 \text{ г}$	172
τ	$7 \cdot 10^6 \text{ г}$	$24 \cdot 10^3 \text{ г}$	16 секунд

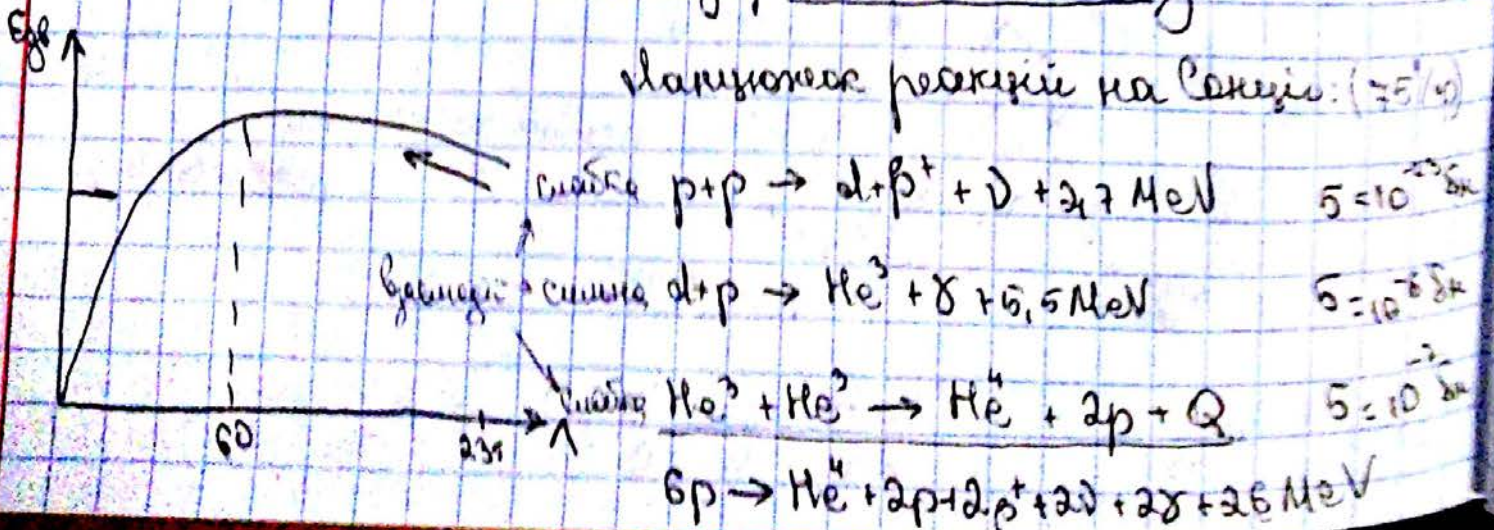
Отсутствие резонанса преобразует
доплеровскую сдвинутую линию
при излучении в виде \rightarrow ступенчатой
структуры уровней энергии
выраженного

$$M_{кр} = \frac{4}{3} \sqrt{R_{кр}^3} \rho = \frac{4 \sqrt{3}}{3} \cdot \frac{\rho}{\sqrt{5} n_p n} \sim \frac{1}{\rho^2} \quad / \quad n = \frac{\rho}{M_a}$$

Керованием та некерованием

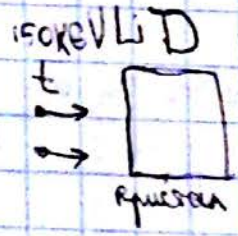
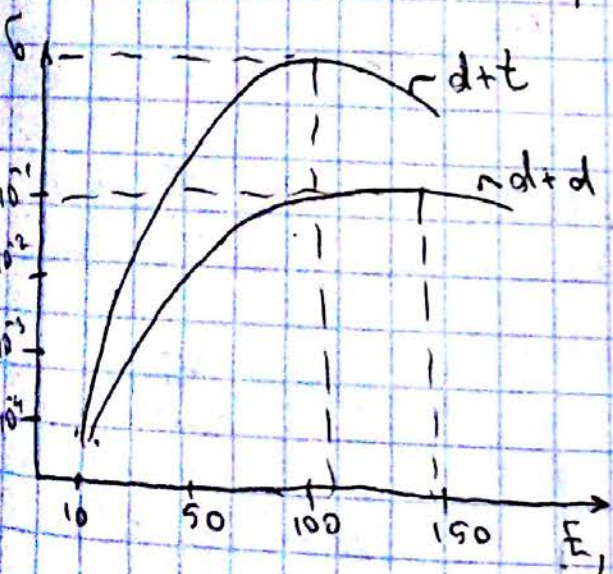
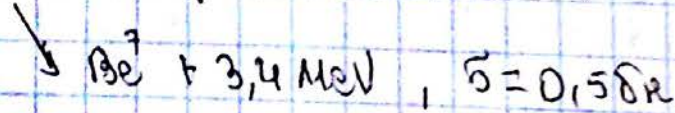
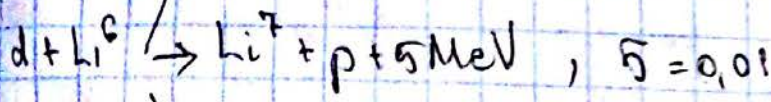
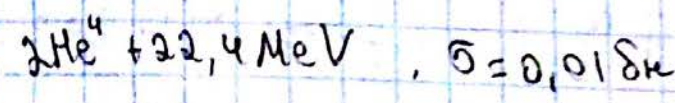
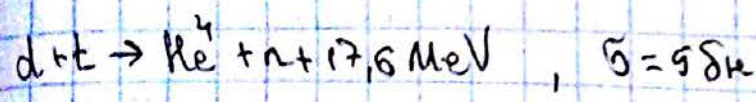
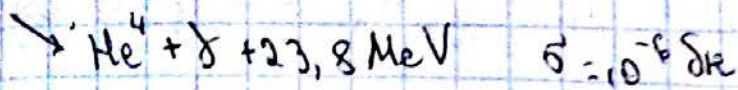
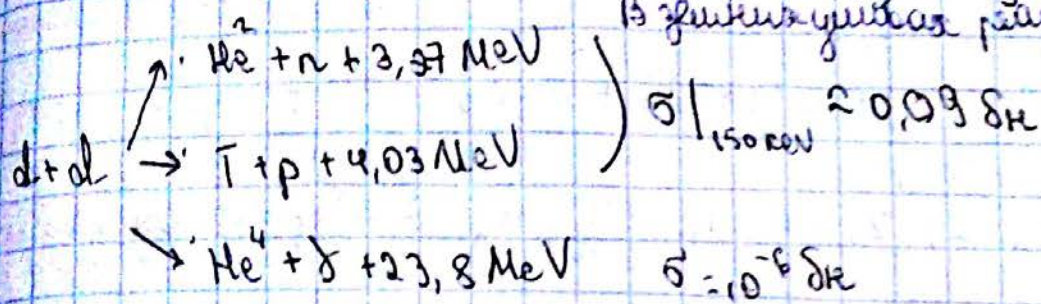
ядерный синтез

плазменная реакция на Солнце: ($\approx 5\%$)



$\frac{dQ}{dm} = 30 \frac{\text{гВт}}{\text{г}} = 2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Вт}}{\text{г}} = 2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Вт}}{\text{кг}}$ - на Солнце потае выделяется энергия

$\frac{dQ}{dm} \approx 28 \text{Вт/кг}$ - выделяется между ядерными массами.



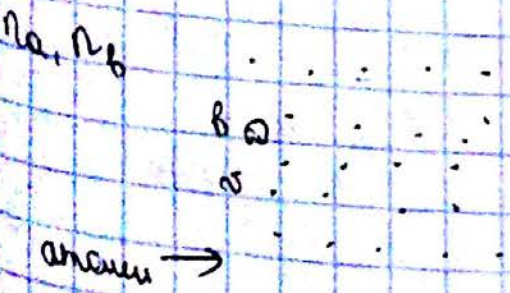
$\bar{L}_f = \frac{1}{\sigma_{\text{eff}} \cdot n} = \frac{1}{5 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{22}} = 20 \text{ см}$

$Q = 17,6 \text{ MeV} \quad \bar{L}_\gamma = \frac{1}{\sigma_{\text{eff}} \cdot n} = \frac{1}{10^{-16} \cdot 10^{22}} = 10^7 \text{ см}$

Реакция используется в качестве источника электронов. Малый диаметр трубы излучения

Критерий Лансета или сферическая плазма

критерий реализации экзотермической ядерной реакции.



$W_{ab} = \frac{v_{ab}^2}{L_{ab}} = \sigma_{ab} n_b v_{ab}$
интеграл по пространству
 атомы a и b
 за час

$Q_{ab} = W_{ab} Q$ - енергія однократної взаємодії

приєдн енергії в одній об'ємній частинці

$Q_{ab} = n_b Q_{ab} = n_a n_b v \sigma Q$ - потік енергії взаємодії

характеризує інтенсивність взаємодії

Щоб реакція була вигідною, необхідно щоб:

$$Q_{ab} \geq \frac{3}{2} kT \{ n_a (1+z_a) + n_b (1+z_b) \} + n_a n_b \bar{\sigma} v \sigma f \quad // \bar{\sigma}_v = f(v)$$

припустимо $z_a = 1, z_b = 1, n_a = \frac{n}{2}; n_b = \frac{n}{2}$ - беремо одностатійно-

клетку середовища. Усреднюємо по швидкостям

$$\frac{n^2}{4} \bar{\sigma} v \sigma Q \geq \frac{3}{2} kT n + \frac{n^2}{4} \bar{\sigma}_v \sigma f \Rightarrow n \{ Q \bar{\sigma} v - \bar{\sigma}_v \sigma f \} \geq 12 kT$$

$$n \geq \frac{12 kT}{Q \bar{\sigma} v - \bar{\sigma}_v \sigma f}; \quad \bar{\sigma}_{ab} \sim \frac{1}{v} e^{-\frac{2\pi z_1 z_2 e^2}{k v}} \quad \text{— граничний критерій стабільності}$$

$$\bar{\sigma}_{ab} v = \int \sigma_{ab}(v) f(v) dv \Rightarrow f(v) = A v e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \Rightarrow$$

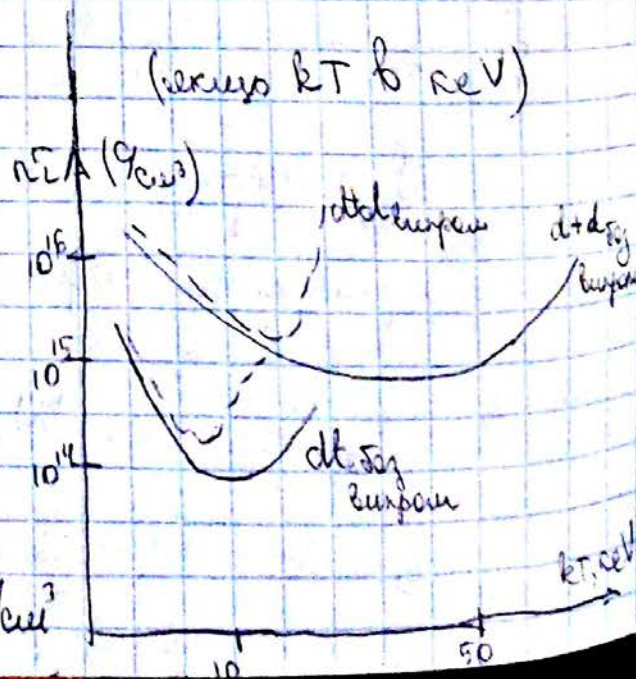
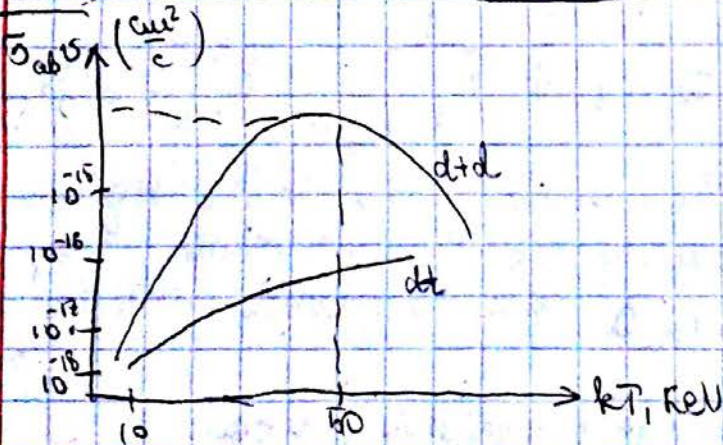
$$\bar{\sigma}_{ab} v \sim \frac{1}{T^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{3}{2} \left(\frac{4\pi^2 z_1 z_2 e^4}{k^2 kT} \right) \right\}$$

$$T \rightarrow 0 \Rightarrow \bar{\sigma}_{ab} v \rightarrow 0$$

$$T \rightarrow \infty \Rightarrow \bar{\sigma}_{ab} v \rightarrow 0$$

$$\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{-31} \frac{\text{ВТ}}{\text{см}^2}$$

(кермо kT в eV)



якщо не враховувати втрати на

випромінювання, то \rightarrow

Для $\Lambda \rightarrow dt$: $n_e \geq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$; dt : $n_e \geq 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$

Периодический сигнал - для того, чтоб ионизовать среду лучше \rightarrow плазма
 на ионд. донесении впитать.

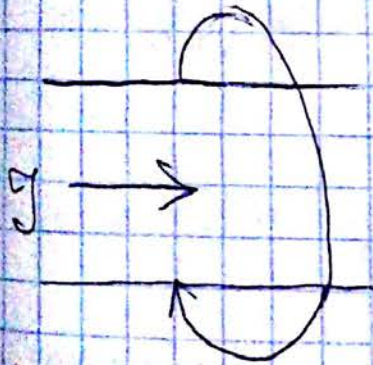
Условия реализации перфоактора
тепловое действие на сигнал

$n \geq (10^{14} - 10^{15}) \text{ c/cm}^3$

1) $E \geq 10^6 \text{ В/см}$, $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $kT = 10 \text{ KeV}$ (упрощенные условия при $kT = 10 \text{ KeV}$ лучше работы)

2) Вероятнее упрощенные - плазма не вращается попутно за-
 час $\Sigma \leq 10^{-9} \text{ с}$, тогда $n > 10^{24} \text{ см}^{-3}$ (больше как в твердом теле)

1. ТОКАМАК (плазма - хороший проводник, має багато вільних носіїв)



Сила (перез порезулі сил) магнітного
 поля на поверхню проводника:

$\oint H \cdot dl = \frac{4\pi}{c} J$

$\rho = \frac{H^2}{4\pi} = \frac{4J^2}{4\pi R^2 c^2}$

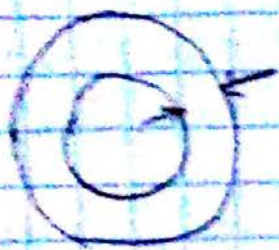
$2\pi R H = \frac{4\pi J}{c}$

$H(R) = \frac{2J}{Rc}$ - проводник зі струмом стискається магнітним полем

Менше сила - проводник сам стискається і т.д. зростає.

Стискання буде поле $P_{зат} = P_{серед}$.

$\frac{J^2}{4\pi R^2 c^2} = \frac{3}{2} n k T$, $R^2 n^2 = const$



$$R_0 n_0 = R^2 n$$

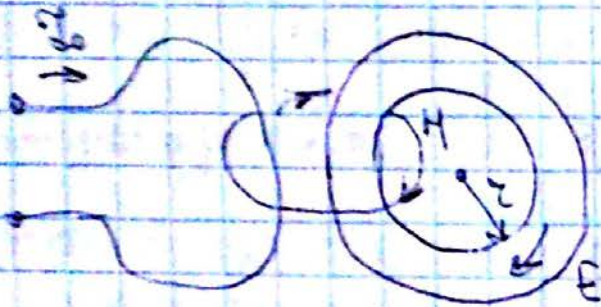
$$TV^{3/2} = \text{const}$$

$$TR^{2(1-\gamma)} = T_0 R_0^{2(1-\gamma)}$$

$n_0 = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$; $R_0 = 3 \text{ cm}$; $kT_0 = 20 \text{ eV}$; $kT = 10 \text{ KeV}$; $n = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$

$I = 3 \text{ MA}$ - при максимуму струмів можна досягнути максим. t
 час утримання $t = 1 \text{ мкс}$.

$H(H)$



$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{S dH}{dt}$$

$$S = \pi r^2$$

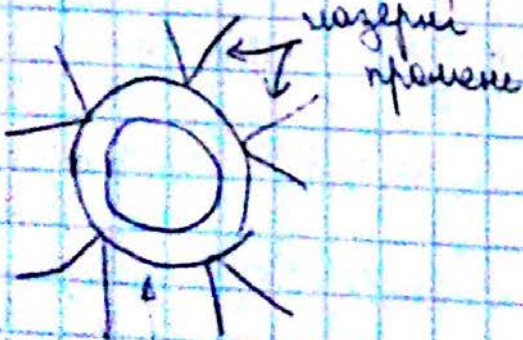
$$\mathcal{E} = -\pi r^2 \frac{dH}{dt} = E \cdot 2\pi r$$

$$j = \sigma E$$

$$I = \pi R^2 j = \pi R^2 \sigma \frac{1}{2\pi r} \pi r^2 \frac{dH}{dt} \sim \frac{dH}{dt} \Rightarrow \frac{dI}{dt}$$

То має зростати за лінійним законом. Уявіть трансформатор
 розриває, які можуть розірвати кильце.

② Інтенсивний термоядерний синтез



$$W = 26 \text{ ват}$$

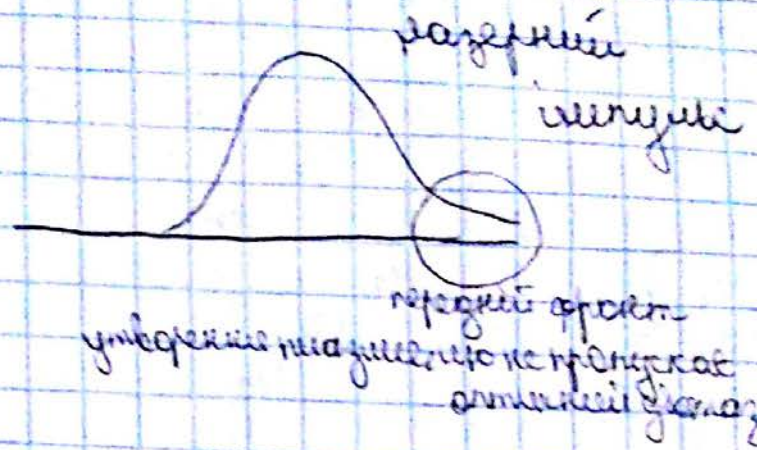
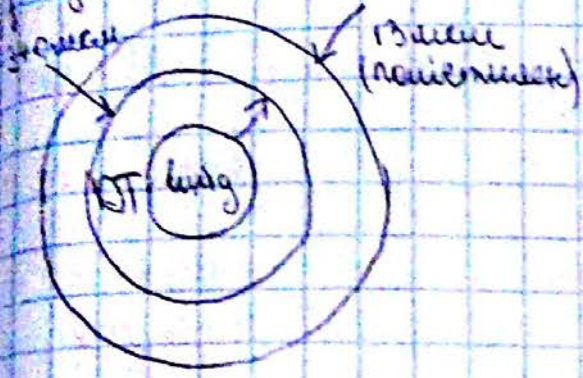
$$t = 2 \text{ нс}$$

$$\sum W = 5 \text{ МВт}$$

циліндр

стабілізація - спосіб за рахунок реактивного руху, випа-

робування атомів



Відповідає рентгенівський лазер, але немає такого сильного лазера.

є спосіб (за рахунок подериваючих сил), які летять в центр і розірвуться, що може повести до розриву центру, це дозволяє його стиснути.

② Шкідливий потік

Термоядерна бомба - тиск і розірво

великий стиск рентгенів



LiD, при розірванні

Систематика та природа

Елементарних частинек

Имя	Спин	Час жизни, с	Масса
<u>Лептоны</u>			
β^\pm	1/2	∞	10^{-33} с, 0.5 MeV
μ^\pm	1/2	$2.2 \cdot 10^{-6}$	207 m, 105 MeV
τ^\pm	1/2	$5 \cdot 10^{-13}$	1784 MeV
$\nu_e, \bar{\nu}_e$	1/2	∞	< 0.1 eV
$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	1/2	∞	< 0.5 MeV
$\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$	1/2	∞	< 150 MeV
<u>Барионы</u>			
<u>Барионы</u>			
Δ (резонанс)	1	∞	0
гипероны	2	∞	0
Σ^+	1	$3 \cdot 10^{-25}$	93 MeV
Σ^0	1	$3 \cdot 10^{-25}$	93 MeV
нуклоны	1	∞	?
(интеракция)			
<u>Мезоны</u>			
<u>Мезоны (кванты глюонов)</u>			
<u>1. Бароны</u>			
p	1/2	$> 10^{33}$	938, 3 MeV
n	1/2	882 ± 2	939, 57 MeV
Λ (интеракция)	1/2	$2,6 \cdot 10^{10}$	1,115 GeV
...			
Σ резонансы			
<u>2. Мезоны</u>			
π^\pm	0	$2,6 \cdot 10^{-8}$	139, 57 MeV
π^0	0	$8,4 \cdot 10^{-17}$	134, 98 MeV
ρ^\pm	1	$4,4 \cdot 10^{-24}$	769 MeV
ρ^0	1	$4,4 \cdot 10^{-24}$	769 MeV
ω	1	$7,8 \cdot 10^{-23}$	783 MeV
η	1	$5,5 \cdot 10^{-19}$	547 MeV

Все эти частицы заряжены либо $\pm e$ либо 0.

Кваркова структура

элементарних частинка

Було взято в базових частинка:

	$S(\hbar)$	$Q(e)$	M (масна, MeV)
u (up, верхній)	$1/2$	$+2/3$	$1-5$
d (down, нижній)	$1/2$	$-1/3$	$3-7$
s (strange, дивний)	$1/2$	$\pm 1/3$	$70-120$
c (charm, чармний)	$1/2$	$+2/3$	$1.8-1.9$
b (beauty, чудовий)	$1/2$	$-1/3$	$4.1-4.9$
t (truth, правдивий)	$1/2$	$\pm 2/3$	$170-175$

Назва	Структура	Маса	Спін
p	uud		
n	udd		
Δ^{++}	uuu		
Δ^+	uud		
Δ^0	udd		
Δ^-	ddd		
Σ^+	uud	$138,57$ MeV	
Σ^0	uud		
Σ^-	udd		
Λ	uds		
Σ^*	uud		
Λ^*	uds		
Ξ^0	uds		
Ξ^-	dds		
Ω^-	sss		

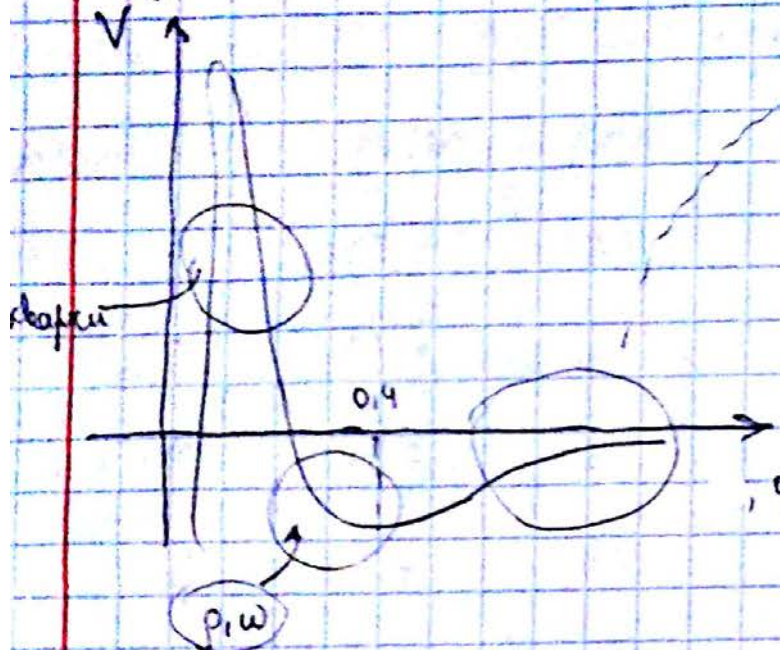
Вводиться нова квантова характеристика квірк: RGB .

u (червоний)	\bar{u}
d (синій)	\bar{d}
s (жовтий)	\bar{s}

Кварки в баріонах мають суми
3х різних кольорів (червоний-синій-жовтий)

Кварки об'єднуються за допомогою глюонів (їх є 8 видів)

Взаємодія між нуклонами



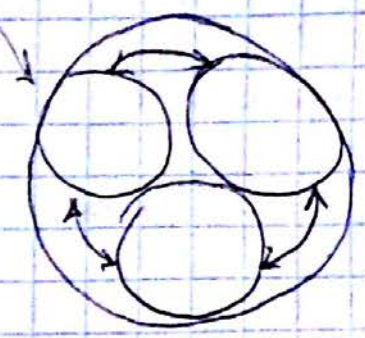
$$V(r) = -\frac{gN}{r} e^{-r/\tau_0}$$

$$\tau_0 = \frac{\hbar v}{m_\pi c}$$

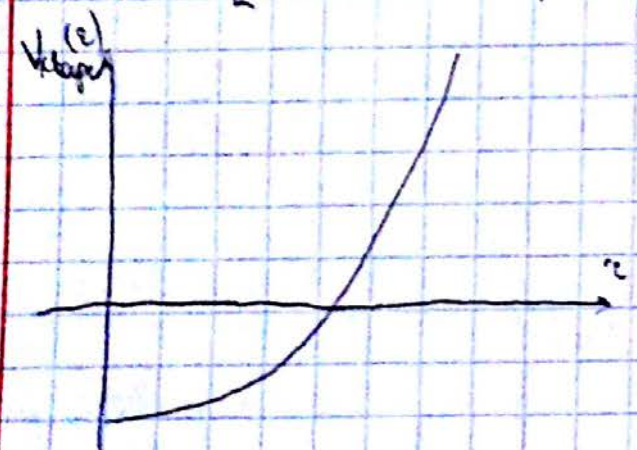
$$g \approx e_D^2 = 10 \hbar c$$

$$V_{\text{сварки}}(r) = \frac{4}{32} \alpha_s(r) + kr$$

k-стама струни; $k = 1 \frac{\text{GeV}}{\text{фм}}$



$$\alpha_s(r) = \begin{cases} 0, & r \rightarrow 0 \\ 93, & r \geq 0, 2 \text{ фм} \end{cases}$$



при малих r кварки майже не взаємодіють між собою. Відривання кварка призводить до утворення нової частинки - бариона.

Струнна теорія

елементарні частинки

У 1964-1969 рр. Тадрієнь Венціано спробував знайти спільні характеристики елементарних частинок.

Шванківська система одиниць:

формується з основних одиниць: c, h, G = $6 \cdot 10^{26} \text{ см}^3 / \text{с}^2$
 $\ell_{\text{pl}} = \sqrt{G \hbar / c^3} = 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ см}$ - планківська довжина

$$m_{pe} = \sqrt{hc/G} = 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ г} - \text{планківська маса}$$

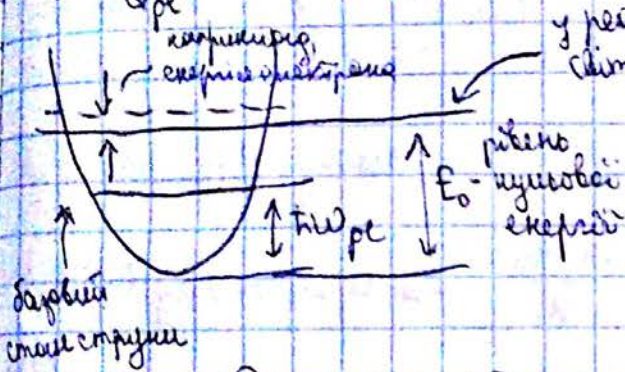
$$t_{pe} = \frac{h}{mc} = 0,5 \cdot 10^{-43} \text{ с} - \text{планківський час}$$

$$E_{pe} = m_{pe} c^2 = 2 \cdot 10^6 \text{ ерг} = 10^{19} \text{ BeV} - \text{планківська енергія}$$

$$\omega_{pe} = c / t_{pe} = 2 \cdot 10^{43} \text{ с}^{-1} - \text{планківська частота}$$

$$Q_{pe} = \sqrt{4\pi\epsilon_0 hc} = 1,8 \cdot 10^{-18} \text{ Кл} - \text{планківський заряд}$$

$$U_{pe} = \frac{E_{pe}}{Q_{pe}} = 1,05 \cdot 10^{27} \text{ В} - \text{планківська різниця потенціалів}$$



маємо 10-вимірний простір
+ 14 вимір - час

Салютійна робота студента

1. Сучасна прискорювачів: - прямих дії (Ван Граффа, лінійних)
- циклічних дії (синхротрон, циклотрон, мікротрон, електродотрон)

2. Об'єкти вивчення: частинки

- вивчення електронів
- вивчення важких іонів
- вивчення протонів
- вивчення δ -квантів
- поширена доза, доза опрацьована, доза управління

Г. Груш - Інститут Радіаційної Фізичної Хімії

★ ★ ★
/// /// ///

статистика

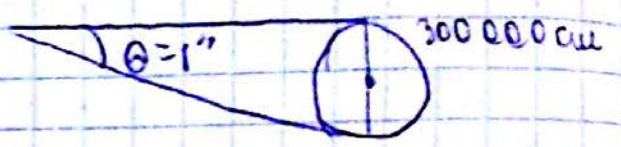
★ ★
/// /// ///

Эволюция Вселенной

$\vec{v} = H\vec{R}$ - скорость зрели, формула Хаббла.
расширения

H - постоянная Хаббла, $H_0 = 72 \pm 2 \frac{\text{км}}{\text{млн лет} \cdot \text{сек}} \approx 2 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$

Круговая скорость
угл $\theta = 1'' - 1 \text{нс}$ (параметр за секунду)
длина волны
длина волны $1 \text{нс} = 3,26 \text{с.р.} = 3 \cdot 10^{18} \text{ м}$



Плотность вещества в нашей галактике, если масса M_0



$M_0 \frac{d^2 R}{dt^2} = -G \frac{M M_0}{R} \Rightarrow$ эффект Хаббла
гравитационное взаимодействие

$\frac{d}{dt} H R = \frac{dH}{dt} R + H \frac{dR}{dt} = H^2 R + \frac{dH}{dt} R = -\frac{GM}{R}$

$\frac{dH}{dt} = H^2 - \frac{GM}{R} = H^2 - \frac{4\pi}{3} R^2 \rho$ ρ - эффект гравитации материи и вещества

$M = \frac{4\pi}{3} R^3 \rho$

$\rho \ll \frac{3H^2}{4\pi R^2} \rightarrow \frac{dH}{dt} = H^2; H = \frac{1}{t}$

$t_0 = \frac{1}{H} = 2 \cdot 10^{10} \text{ год}$

$\frac{dR}{dt} \Big| \frac{d^2 R}{dt^2} = -G \frac{M}{R^2}$

$\frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{d}{dt} \left(G \frac{M}{R} \right); \frac{1}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = G \frac{M}{R} = A$ - закон сохранения энергии
константа интегрирования

Допустим, что в момент часу $t = t_0$ масса $R = R_0$, $H = H_0$

$$H = \frac{c}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 - G \frac{M}{R_0} = \frac{c}{2} H_0^2 R_0^2 - G \frac{M}{R_0}, \text{ нисемабулсу } A \text{ б фибресе}$$

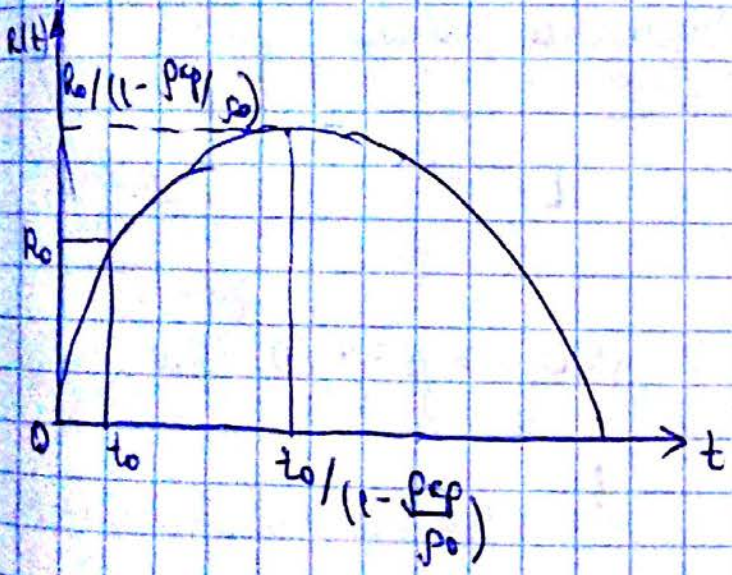
$$\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = 2G \frac{M}{R} + H_0^2 R_0^2 - 2G \frac{M}{R_0} = 2G \frac{4\pi}{3} \frac{R_0^3}{R} \rho_0 + H_0^2 R_0^2 - 2G \frac{4\pi}{3} R_0^2 \rho_0 =$$

$$\frac{8\pi G R_0^3 \rho_0}{R} - \frac{8\pi G R_0^2}{3} \left(\rho_0 - \frac{3H_0^2}{8\pi G} \right)$$

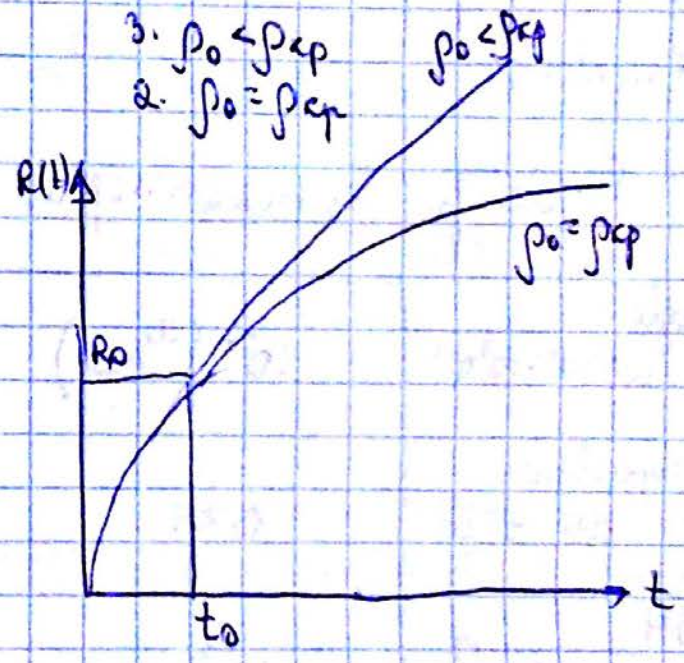
Алсу бисеуе ρ_{cp} нисе $G \approx 6 \cdot 10^{-8} \frac{\text{см}^3}{\text{с}^2}$, мо $\rho_{cp} = 0.7 \cdot 10^{-28} \text{ г/см}^3$

Бирегабуе бурагеу:

1. $\rho_0 > \rho_{cp}$



- 3. $\rho_0 < \rho_{cp}$
- 2. $\rho_0 = \rho_{cp}$



Алсу бурагеу 3: $\left(\frac{dR}{dt} \right)_{t \rightarrow \infty} \rightarrow \sqrt{\frac{8\pi G R_0}{3} (\rho_0 - \rho_{cp})}$

Алсу $\rho_0 = \rho_{cp}$, мо $\left\{ \begin{aligned} \frac{dH}{dt} &= - \left(H^2 + G \frac{4\pi}{3} \rho \right) \\ \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 &= \frac{8\pi G R_0^3 \rho_0}{R} \end{aligned} \right.$

$\rho R^3 = \rho_0 R_0^3$ - закон зберезенея маси

Ці рівняння можна розв'язати (аналітично), то:

$$r(t) = \sqrt[3]{6 \pi G \rho_0 R_0^3} t^{2/3}$$

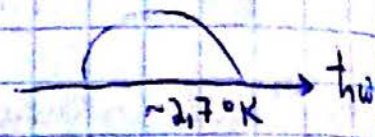
$$\rho(t) = \frac{1}{6 \pi G t^2}$$

$$H(t) = \frac{2}{3} t$$

Визначимо час життя Всесвіту $t_0 = \frac{2}{3H_0} \approx 14 \cdot 10^9$ років. За сучас-

ними оцінками ρ / $\rho_{\text{критичної матерії}} = 3 \cdot 10^{-31} \text{ / cm}^3 \approx 4,5\% \rho_{\text{кр}}$

$\lambda = 0,6 \text{ \AA}$ - ренітєве випромінювання



$$k \omega N = \rho \cdot c^2$$

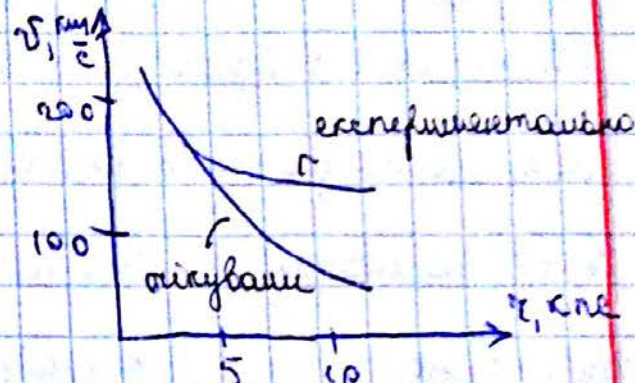
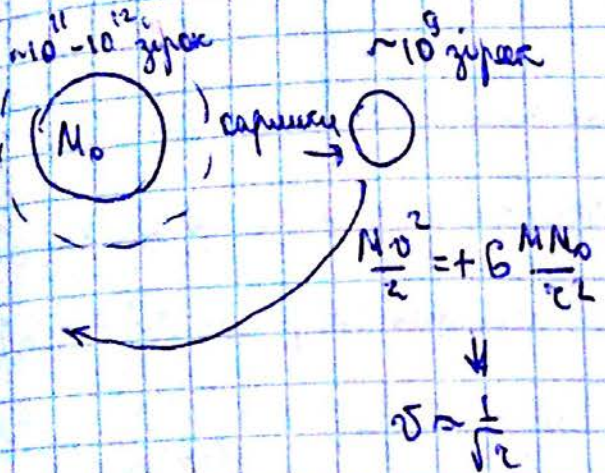
розподіл ренітєвого випромінювання по енергії

Спектр	Густина енергії	Густина маси
радіо $\omega = 10^6 \div 10^8 \text{ c}^{-1}$	$10^{-7} \text{ (eB/cm}^3)$	↓
мікрохвилі $0,6 \div 6 \text{ см}$	0,25	450 $\rightarrow \rho = 4 \cdot 10^{-33} \text{ g/cm}^3$
УЧ $3 \cdot 10^{11} \div 10^{14} \text{ c}^{-1}$	10^{-2}	↑
Видимі $3 \cdot 10^{14} \div 10^{16}$	$2 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}
рентгенівське 1-10 keV	10^{-4}	10^{-8}
γ -кванти випромінювані > 10 keV	$3 \cdot 10^{-5}$	10^{-11}

Чи може наша нейтринна зупинитися внаслідок взаємодії з частинками ррешітки?

$$p_D = 450 \cdot \frac{E_D}{c^2} \quad E_D = 10 \text{ eV} = 4,5 \cdot 10^2 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{-21} \approx 0,6 \cdot 10^{-23} \text{ y/cm}^3$$

$$c^2 = (3 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{c}})^2$$



$$\frac{M_0^2}{2} = + M G \left\{ \frac{M_p}{c^2} + \frac{1}{c^2} \int_0^r \rho(r) 4\pi r^2 dr \right\}$$

$$v^2 = - G \left\{ \frac{M_0}{r} + \frac{A}{r^2} \int_0^r 4\pi r^{\alpha+2} dr \right\} \Rightarrow v^2 = G \left\{ \frac{M_0}{r} + \frac{A}{r} 4\pi \frac{r^{\alpha+3}}{\alpha+3} \Big|_0^r \right\} =$$

$$= G \left\{ \frac{M_0}{r} + 4\pi A \frac{r^{\alpha+2}}{\alpha+3} \right\}$$

$$v_{\text{світла}} = \sqrt{4\pi A G} \quad ; \quad \rho(r) = \frac{v_{\text{світла}}^2}{4\pi G r^2}$$

/ це маса зоряно переважає масу всієї частинки M

Гравітаційне линзування:



WIMP
 weakly
 interacted
 massive
 particles

Діо ефект Радзієра: $\frac{dN}{d\omega} = \frac{V \cdot \omega^2}{3^2 c^3}$ - густина мод

$$\frac{U_{\text{ср}}}{V} = \frac{1}{V} \int_{\omega_{\text{min}}}^{\omega_{\text{max}}} \frac{dN}{d\omega} \cdot \frac{h\omega}{2} d\omega = \frac{\rho}{2}$$

Маса, що пов'язана з нульовими коливаннями віх мінусів, що існують в Всесвіті, називається темна матерія

Видима матерія 4,5% темна енерія 73 ± 9%

нейтріно < 0,5%

темна матерія 27 ± 4%

коши підсумування
 $\rho_0 = 1,1 \text{ рр}$

Сценарій розвитку гарячого Всесвіту

$$R_0 = 1,5 \cdot 10^{28} \text{ см} = 5 \cdot 10^9 \text{ нс} \approx 1,3 \cdot 10^{10} \text{ св. р.}$$

M (без темної матерії) $\approx 10^{54} \text{ з}$
темної енерії

характеристика
Всесвіту

$$M_{\Sigma} \approx 2 \cdot 10^{55} \text{ з}$$

Видима частина (дриндрена частина)

$$R_1 = 1,5 \cdot 10^9 \text{ нс}$$

євистить 10^9 галактик (кожна $10^{10} = 10^{14}$ зірок)

4,5% Всесвіту становить видима матерія.

кількість
баріонів

$$\frac{n_b}{n_\gamma} \approx \frac{n_B}{n_\gamma} = 10^{-9}$$

Антирелігійни немає! - питання філософії!

① $t=0 \Rightarrow 10^{-43}$ с - старт невидимости, т.е. i пространство расширяется. У

сидит этого этапа Вселенная характеризуется следующими параметрами:
 $\rho_{пл} = 10^{93} \text{ г/см}^3$; $T_{пл} = 10^{31} \text{ К} = 10^{13} \text{ GeV}$; $R_0 = r_{пл} = 1.6 \cdot 10^{-33} \text{ см}$
 $t_{пл} = 10^{-43} \text{ с}$; $\tau_{пл} = 2.2 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ / частица-масса

② непрерывный процесс i т.е. процессам $10^{-43} \text{ с} \div 10^{-36} \text{ с}$. Условно
 выделим период времени: x, y, z - векторы на скалярных бозонах.
 Для их масса порядка $m_x^2 = 10^{15} \text{ GeV}$, $m = 10^{-9} \text{ e}$. Прогнозируемый интервал
 энергии $10^{19} \text{ GeV} - 10^{15} \text{ GeV}$

③ $10^{-36} \text{ с} \div 10^{-26} \text{ с}$, энергетический интервал $10^{15} \text{ GeV} \div 1 \text{ GeV}$

Различия X бозон:

$X \begin{cases} \rightarrow q+q+\gamma \\ \rightarrow q+\bar{q}+\gamma \end{cases}$	/ заряд такие реакции наименее
$\tilde{X} \begin{cases} \rightarrow \hat{q}+\hat{q}+\gamma \\ \rightarrow q+\bar{q}+\gamma \end{cases}$	/ различие в X та \tilde{X} в том что происходит по разным каналам

Температура этапа, т.е. стало $\frac{N_{\bar{q}} - N_q}{N_q} = 10^{-9}$ при $t = 10^{-20} \text{ с}$

$\rho = 10^{75} \text{ г/см}^3$

$\frac{N_{\bar{q}} - N_q}{N_q}$
 различие больше 10^9
 чем аннигилат

Время $t = 10^{-20} \text{ с}$ условно делим на микросекунды кварки на аннигиляции.

За период аннигиляции кварки порами ускориваются барионы.

- | | | |
|----------------------------------|----------------------------------|-------------------------|
| $p (uud)$ | $n(udd)$ | $\Xi^+(u\bar{d})$ |
| $\bar{p}(\bar{u}\bar{u}\bar{d})$ | $\bar{n}(\bar{u}\bar{d}\bar{d})$ | $\Xi^-(\bar{u}\bar{d})$ |

4) $t = 10^{-6} \div 10^{-5}$ сек, интервал энергии 1 GeV \div 10 MeV

Стратегия: 1. $p(uud) + \bar{p}(\bar{u}\bar{u}\bar{d}) \rightarrow \pi^+(u\bar{d}) + \pi^-(\bar{u}d) + u\bar{u}$

2. $n(udd) + \bar{n}(\bar{u}\bar{d}\bar{d}) \rightarrow \pi^+(u\bar{d}) + \pi^-(\bar{u}d) + d\bar{d}$ *выбрасывается*

3. $\frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}} = 2\pi^0$

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

5. $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$

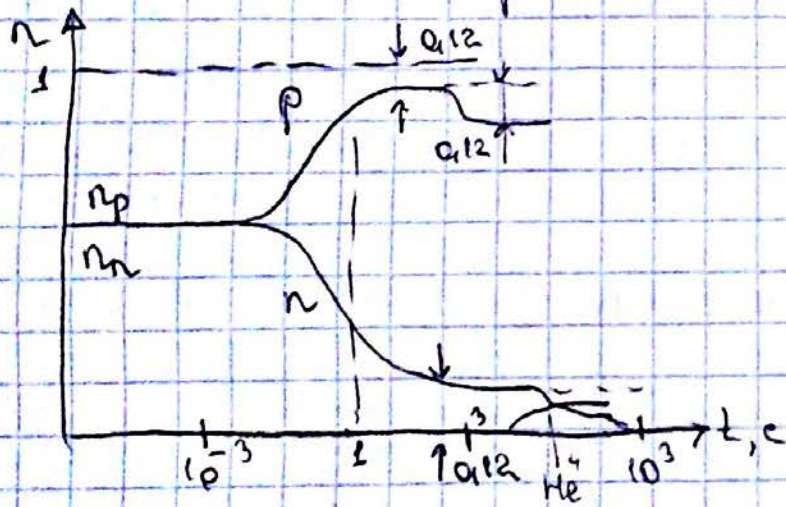
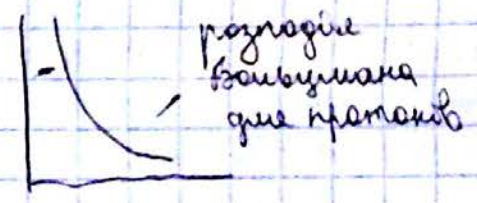
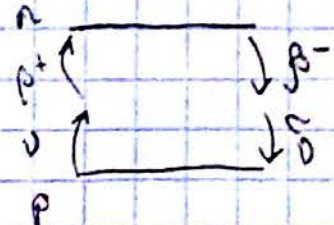
6. $\mu^\pm \rightarrow \rho^\pm + \nu_e$
 $\quad \quad \quad \quad \quad \bar{\nu}_e$

до 1 мек все переобрана и сбиты
 малые значения

5) $10^{-3} \div 3c$, энергетический интервал 10 MeV \div 10 KeV

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

$\Delta E + p \rightarrow n + \beta^+ + \nu$



если температура замедлена
 она становится, но величина за-
 мышленна с максимум
 концентрация $He^4 = 0,06$

6) $3c \div 1000c$, интервал температур 200 KeV \div 10 KeV. Этим

интервалом протекать термоядерные реакции.

$p + n \rightarrow d$

$d + d \rightarrow t + p$
 $\quad \quad \quad \rightarrow He^3 + n$

$He^3 + n \rightarrow t + p \Rightarrow t + d \rightarrow He^4 + n$

дане реакции не имеют
 критиче температуры T.
 конечный продукт - He^4

$$n_{He^+} = 0.06; n_d = 3 \cdot 10^{-5} \%, n_{H^+} = 2 \cdot 10^{-7} \%, n_{Li^+} = 10^{-9}$$

по кількості | по масі

$$S (75 \pm 1) \%$$

$$\rho \approx 9 \%$$

$$\approx 6 \%$$

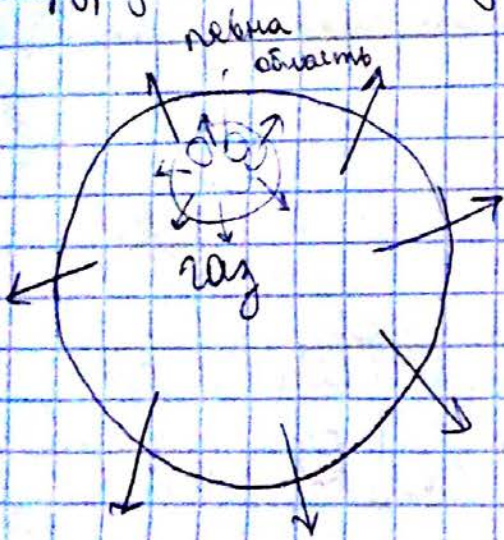
$$He^+ 25 \%$$

закершиться ядерний синтез

Гігантів важких елементів немає

⑦ $10^3 c = 10^6$ років, енергетичний інтервал $10 keV - 0.4 eV$, що відповідає $0.4 eV \rightarrow T = 4500 K$. Масив складається з атомарних об'єктів

⑧ 10^6 років $\div 5 \cdot 10^9$ років, створюється уява про первинного структури всесвіту, енергетичний інтервал: $4500 K - 30 - 50 K$



$$p = nkT = (n_e + n_p + n_{He^+}) kT - \text{цеї газ}$$

Розміщено уяву стиснені какальня-виділеного об'єкту.

$$W_g = \frac{3}{5} G \frac{M^2}{R}$$

$$\rho_g = \frac{\partial W_g}{\partial V} = \left(\frac{3}{5} \cdot \frac{G M^2}{V^{1/3}} \left(\frac{4\pi}{3} R^3 \right)^{2/3} \right) \cdot \frac{1}{V} =$$

$$= \frac{1}{5} \frac{M^2 G}{V^{4/3}} \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{2/3} = \frac{1}{5} \frac{M^{2/3} G}{1} \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{2/3} \rho^{4/3} - \text{сила, що намагається стиснути} \text{ } \rho \text{ } \text{всі газу}$$

$$p_e = 2 n_p kT \frac{m_p}{m_p} = \frac{2 kT}{m_p} \rho$$

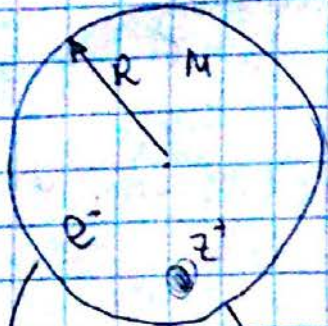
Виробляється ці величини. Отримаво співвідношення.

$$M \approx M_{\text{max}} \approx \left(\frac{3kT}{8\pi\rho} \right)^{3/2} \frac{1}{\rho^{1/2}}$$

коли використовується умова $M > M_{\text{max}}$? при зміні $\rho \uparrow$

Астрофізика

задача: перемітливості електронів



M, Z, A ; однорідна маса, $\rho = \text{const}$

в рівноважному стані

масе за рахунок електронного газу

$$P_{\text{ep}} = \frac{-\partial W_{\text{е-газ}}}{\partial V}$$

$$P_e = \left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)$$

P_e і $P_{\text{г}}$ конкурують

Умова рівноваги зорки: $P_{\text{г}} = P_e$

Для розрахунків використовується модель електронного Фермі-газу.

$$\langle \epsilon_R \rangle_e \Rightarrow E_e = N_e \langle \epsilon_R \rangle_e$$

Заранок кількість електронів у об'ємі (зірка).

$$N_e = \frac{2}{h^3} \int d^3p \int d^3x \left(\begin{matrix} \text{повний} \\ \text{об'єм} \end{matrix} \right) = \left[\begin{matrix} \text{переходимо до} \\ \text{сферичної СК} \end{matrix} \right] \quad \text{об'єм} \\ \text{сфери} \end{matrix} \quad \text{об'єм} \text{ сфери} \text{ радіуса}$$

Треба знайти: $E_{Fe}, \langle \epsilon_e \rangle_e$

$$\textcircled{=} \frac{2V}{(2\pi\hbar)^3} \int dp \int \sin\theta d\theta \int_0^{p_F} p^2 dp = \left[p + f(\theta) \right] = \frac{8\pi V}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{p_F^3}{3} = \left[p_F = \sqrt{2meE_F} \right]$$

$$= \frac{8\pi V \cdot 2meE_F \sqrt{2meE_F}}{8\pi^3 \hbar^3} = V (2me)^{3/2} E_F^{3/2} \cdot \frac{1}{3\pi^2 \hbar^3} = N_e \Rightarrow E_F = \left(\frac{3ne\pi^2 \hbar^3}{(2me)^{3/2}} \right)^{2/3}$$

$\frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} n_e^{2/3} = E_F$ - максимальная энергия электронов в металле

$$\langle E_{kr} \rangle_e = \frac{\int_0^{E_F} E \rho(E) dE}{\int_0^{E_F} \rho(E) dE}$$

ρ - плотность состояний; $\rho(E) = \frac{dN_e}{dE} = \frac{dN}{dp} \cdot \frac{dp}{dE} = \frac{V}{4\pi^2 \hbar^3} p^2 \frac{dp}{dE} = \frac{V}{4\pi^2 \hbar^3} \cdot \frac{p^2}{\hbar v} \sqrt{2m_e} \text{ (3)}$

$$N_e = \frac{2V4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{E_F} p^2 dp$$

$$\text{(3)} \frac{V}{4\pi^2 \hbar^3} p^2 \frac{1}{2V} \frac{1}{E} \sqrt{2m_e} = \frac{V(m_e 2)^{3/2} \sqrt{E}}{4\pi^2 \hbar^3 \cdot 2}$$

$$\langle E_{kr} \rangle_e = \frac{\int_0^{E_F} E^{3/2} dE}{\int_0^{E_F} \sqrt{E} dE} = \frac{2/5 E_F^{5/2}}{2/3 E_F^{3/2}} = \frac{3}{5} E_F$$

- известна энергия

$$E_e = N_e \langle E_{kr} \rangle_e = N_e \cdot \frac{3}{5} E_F = N_e \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \left(\frac{N_e}{V}\right)^{2/3} = \frac{N_e^{5/3}}{V^{2/3}} \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}$$

Известный ток электронов:

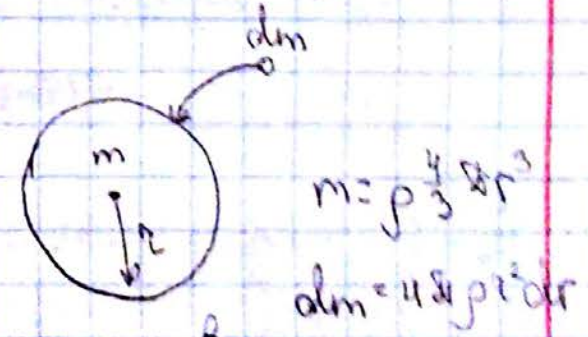
$$p_e = \frac{2}{3} \cdot \frac{N_e^{5/3}}{\sqrt{5/3}} \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} = \frac{2}{5} N_e \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} = \frac{1}{5} N_e \frac{\hbar^2 k^2}{m_e} = \frac{\hbar^2 k^2}{5m_e} n_e^{5/3} = p_e$$

Энергия гравитационный ток:

$$p_{gr} = - \left(\frac{\partial W_{gr}}{\partial V} \right)_{S=const}$$

$$dW_{gr} = G \frac{m dm}{r}$$

закон всемирного тяготения



$$W_{gr} = \int_0^M G \frac{m dm}{r} = G \int_0^R \frac{\rho^2 16/3 \pi^2 r^5 dr}{r} = \frac{16}{3} \pi^2 G \rho^2 \int_0^R r^4 dr = \frac{16}{3} \pi^2 G \rho^2 \frac{r^5}{5} \Big|_0^R = \frac{16}{15} G \rho^2 \pi^2 R^5 = \frac{16}{15} G \left(\frac{M}{4/3 \pi R^3} \right)^2 R^5 = \frac{3}{5} G \frac{M^2}{R}$$

$$W_{\text{up}} = \frac{3}{5} G \frac{M^2}{R} - \text{ґравітаційна енерґія}$$

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3; R = \left(\frac{3V}{4\pi} \right)^{1/3}$$

$$W_{\text{up}} = \frac{3}{5} G M^2 \left(\frac{4\pi}{3V} \right)^{1/3} \Rightarrow P_{\text{up}} = - \frac{dW_{\text{up}}}{dV} = \frac{3}{5} G M^2 \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} \cdot \frac{1}{3} \cdot V^{-4/3} =$$

$$= \frac{1}{5} G M^2 \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} V^{-4/3} = P_{\text{up}}$$

Знаходимо умову рівноваги: $p_e = \frac{\hbar^2 k^2}{5 m_e} \left(\frac{N_e}{V} \right)^{5/3} = \frac{1}{5} G M^2 \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} V^{-4/3}$

$N_e = \frac{M Z}{A m_p}$; μ - кількість нуклонів на нуклон $\mu = \frac{A}{Z}$
 кількість електронів

$$\frac{\hbar^2 k^2}{m_e} N_e^{5/3} = G M^2 \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} V^{1/3} \Rightarrow n_e^{1/3} = G M^2 \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} \frac{m_e}{\hbar^2 k^2} \left(\frac{M}{\mu m_p} \right)^{4/3}$$

$$n_e^{1/3} = G \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} M^{2/3} \frac{m_e}{\hbar^2 k^2} (\mu m_p)^{4/3}$$

$$n_e = G^3 \left(\frac{4\pi}{3} \right) M^2 \left(\frac{m_e}{\hbar^2 k^2} \right)^3 (\mu m_p)^4 - \text{поверхня електронів у зрізі у стані рівноваги}$$

Рівноважний стан

ультраультрафіолетові зрізи

$E_e \approx p_e$, маємо у даному виразі:

$$N_e = \frac{8\pi \int_0^{p_F} p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{V}{3\pi^2 \hbar^3} p_F^3 = \frac{V}{3\pi^2 \hbar^3} \frac{E_F^3}{c^3} \Rightarrow E_F = \hbar k c n_e^{1/3}$$

решетчаткова енерґія

$$\rho(E) = \frac{dN_e}{dE} = \frac{V 3 E_F^2}{3\pi^2 \hbar^3 c^3} = \frac{V E_F^2}{\hbar^2 k^3 c^3}$$

$$\langle E_e \rangle = \frac{\int_0^{E_F} E^3 dE}{\int_0^{E_F} E^2 dE} = \frac{3}{4} E_F$$

$$E = N_e^{2/3} \frac{3}{4} h c \cdot \frac{N_e^{1/3}}{V^{1/3}} = \frac{3}{4} h c N_e^{2/3} V^{-1/3}$$

$$P_e = \frac{\partial E}{\partial V} = \frac{h c}{4} N_e^{2/3}$$

Тому можна знайти умову рівноваги: $P_e = P_g$ (придавши M_{sf})

Нейтронізація зіркової речовини

Процес нейтронізації: ${}^A_Z X + \beta^- \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \nu_e$ / β^- -випуск ядерних електронів

$p + \beta^- \rightarrow n + \nu_e$ - саме процес; $Q < 0$

Визначити за яких умов для зорки з масою M у стисненій стані - задача
 чи вроджені релативістський електронів будуть відбуватись
 процеси нейтронізації наступних типів

1) $p \rightarrow n$

2) ${}^{12}C \rightarrow {}^{12}B$ (двічі маліше, тому вимагає велику енергію)

3) ${}^{56}Fe \rightarrow {}^{56}Mn$

Реакції нейтронізації відбуваються за умови $|Q| \leq E_{Fe}$

$$Q = (\Delta_x + m_e - \Delta_y) c^2; \quad Q = (m_x + m_e - m_y) c^2$$

В залежності від випадку (релативістський чи ні) одразу E_{Fe}

$$E_{Fe} = h c n_e^{1/3}; \quad Q = h c (n_e)_{cr}^{1/3} \Rightarrow (n_e)_{cr} = \left(\frac{Q}{h c} \right)^{3/2}$$

// Можуть бути задачі на темі нерелативістського випадку

Зірковий етап еволюції Двєсвітну

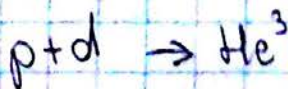
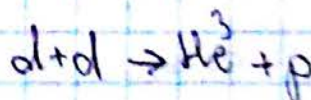
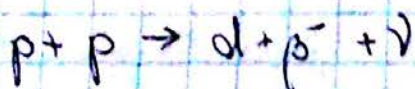
$$M_{\odot} = M_{\text{сучасн}} = 2 \cdot 10^{33} \text{ г}$$

Базові величини: $0,08 M_{\odot} \rightarrow 1,45 M_{\odot} \rightarrow 4 M_{\odot} \rightarrow 8 M_{\odot}$
 (послідовно збільшення)

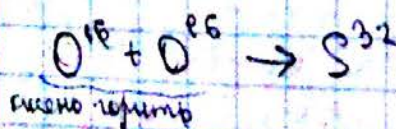
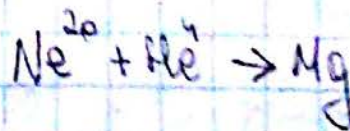
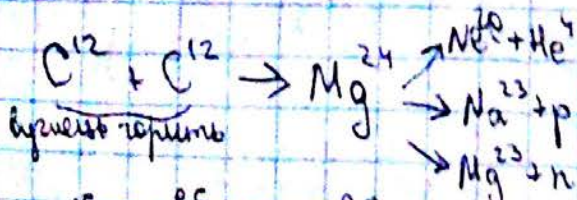
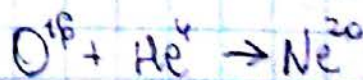
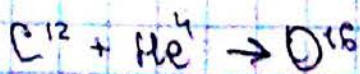
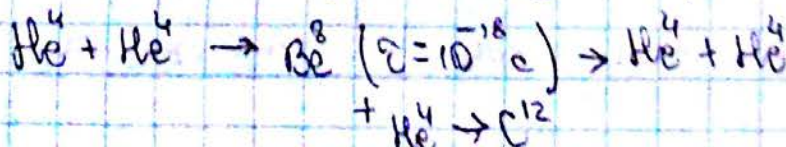
Якщо маса зовнішньої області $< 0,08 M_{\odot}$ стискається і відбувається пелюнка, $kT \approx 100 - 300 \text{ eV}$. Зернисті реакції не перетворюються, не утворюються зірки.

В межах $0,08 M_{\odot} - 1,45 M_{\odot}$ починають відбуватися ядерні реакції.

Базові реакції:



Дві активні реакції з He^4 при підвищенні температури



... аж до утворення $\text{Fe}^{56}, \text{Ni}^{56}$

Якщо швидко діють на зірку, що утворюється:

$$P_{\text{зр}} = \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{2/3} \left(\frac{4\pi R}{3} \right)^{2/3} \left(\frac{m_p}{a_4} \right)^{1/3} \rho_e^{4/3} - \text{швидко стискає}$$

зірку

$$P_F^{(ферми-газ)} = \frac{(3\pi^2)^{2/3}}{5m_0} \hbar^2 n_e^{5/3}$$



Якщо $P_F = P_{F0}$ маємо фермі-газ $n^{1/3}$, об'єм з такою концентрацією називається білими карликами.

В інтервалі $0,08 M_{\odot} \div 1,45 M_{\odot}$, $n_e = 10^{25} \text{ см}^{-3} \approx 10^{30} \text{ см}^{-3}$.

$$E_F^{(ферми-газ)} = \frac{p_0^2}{2m} = (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m} n_e^{2/3}$$

$$E_F^{(ферми-газ)} = p_0 c = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c n_e^{1/3}$$

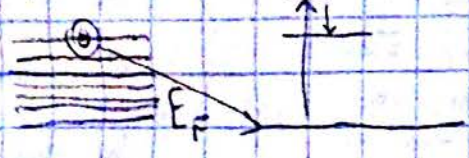
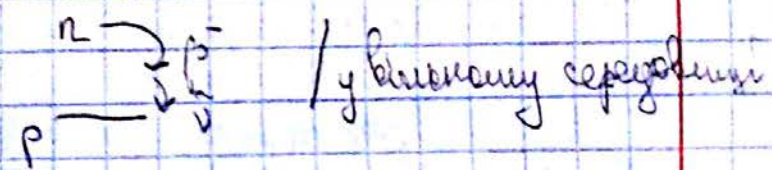
$$P_F^{(ферми-газ)} = \frac{3}{4} \hbar c n_e^{1/3}$$

Видух надгвоєвої зорки І типу видівається в інтервалі $1,45 M_{\odot} \div$

$\div 4 M_{\odot}$, видівається термоядерний видух (протонів $1c$).

Енергія 10^{53} ерг.

$$-m_p c^2 + m_n c^2 \approx 1,3 \text{ MeV}$$



- процес нейтронізації зорки

I поріг нейтронізації

II поріг нейтронізації

процес	E_F, MeV	n	процес	E_F, MeV	n
$p \rightarrow n$	0,783	$0,7 \cdot 10^{30}$	$T \rightarrow 3n$	9,28	
$He^4 \rightarrow T^3 + n$	30,6	$7 \cdot 10^{34}$	$B^{12} \rightarrow Be^{12}$	11,6	
$C^{12} \rightarrow B^{12}$	134	$2 \cdot 10^{34}$			

Видух надгвоєвої 2-го типу пов'язаний з перетворенням ядерної матерії ($p \rightarrow n$)

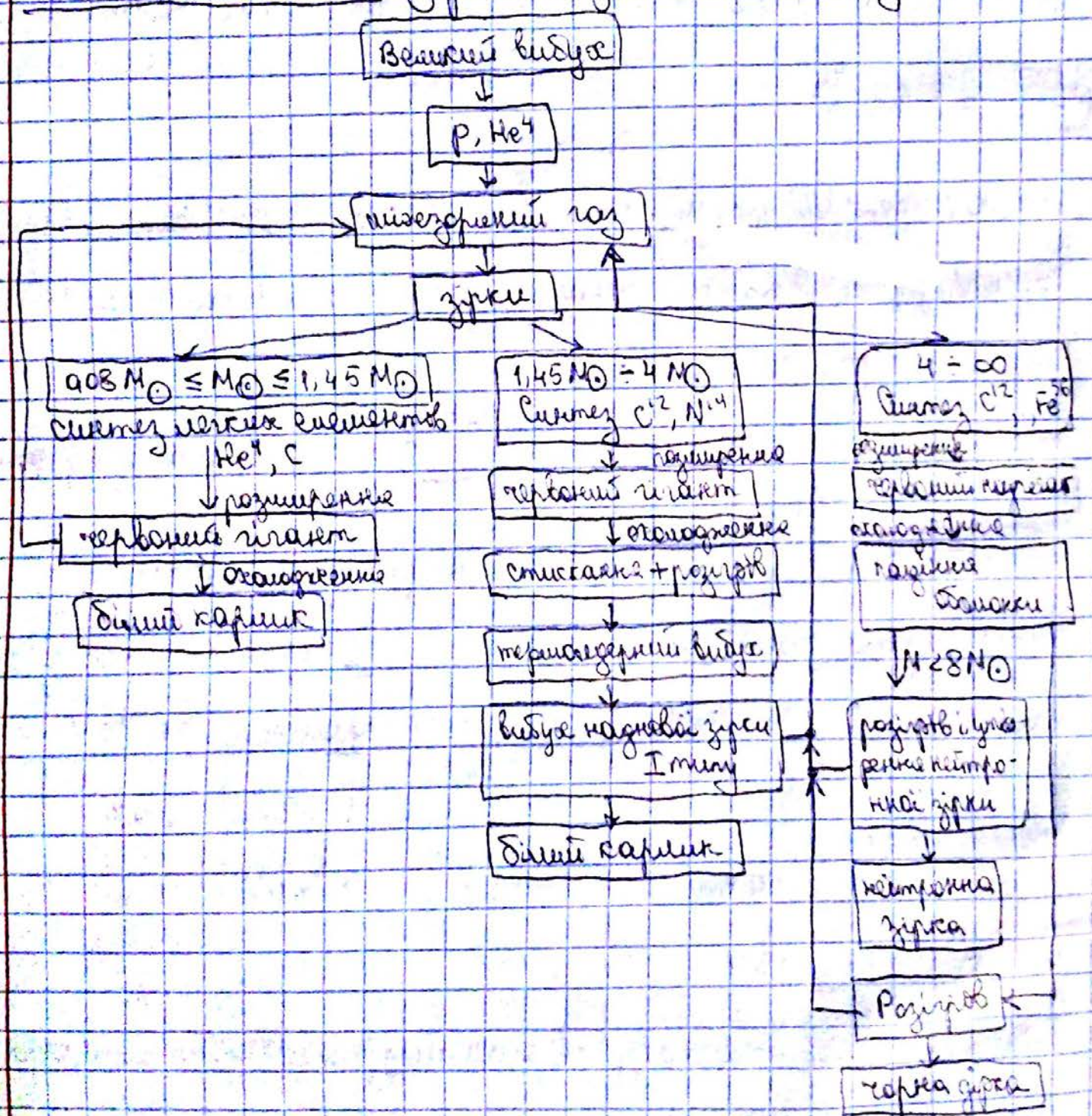
Газові маси переходять в стан твердої дірки, при умові:

$r_g \leq \frac{2GM}{c^2}$, де r_g - гравітаційний радіус об'єкта

$\frac{dP}{dt} = \frac{10^{35}}{M(\nu)} \left[\frac{erg}{c} \right]$, середня густина $\rho = 10^{15} (M(\nu))^{-3}$ у твердій дірці

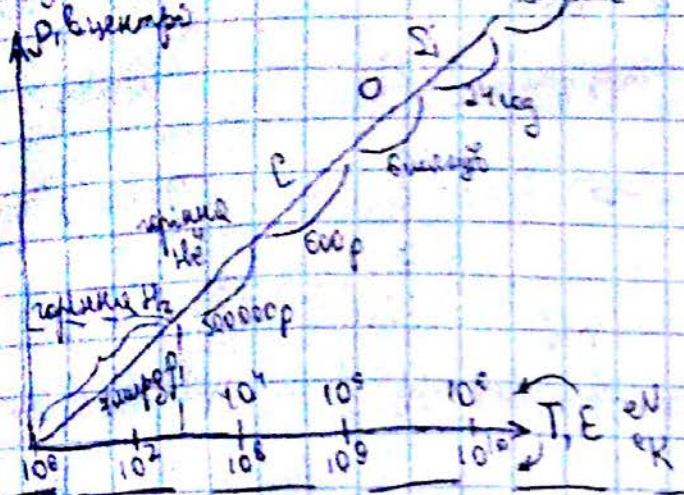
інтенсивність випромінювання твердої дірки

Схема еволюції зірок в залежності від маси



Середній час еволюції зірки 10 млрд років

Длина волны излучения $\lambda = 200 \text{ нм}$



Длина волны:

$$\lambda = 2 \cdot 10^{-7} \text{ м}; P_{\Sigma} = 4 \cdot 10^{26} \text{ Вт}$$

$$T_{\text{теп}} = 5700 \text{ К} = 0,5 \text{ эВ}$$

$$T_{\text{электр}} \approx 1 \text{ KeV}$$

$$P_{\text{электр}} = 100 \text{ Вт}$$

$$F_{\text{электр}} - F_{\text{теп}} = F \cdot \lambda \Rightarrow \lambda \Sigma = F_{\text{электр}} - F_{\text{теп}}$$

$$F_{\text{электр}} = \sqrt{p_{\text{электр}}^2 c^2 + m_e^2 c^4} - m_e c^2$$

$$p = \frac{d\epsilon}{ds} \cdot \frac{ds}{dt}; \quad p_{\text{электр}} = \lambda B$$

$$\epsilon = 2 \lambda \rho^2 \frac{c}{\rho} \frac{d\rho}{ds} = 2 \lambda \cdot 450^2 \cdot \frac{c}{4 \cdot 8 \cdot 10^{-10}} \cdot 1,5 \cdot 10^3 = 3 \cdot 10^{-10} \text{ (Вт)} = 190,86 \text{ эВ}$$

$$F_{\text{электр}} = \sqrt{p_{\text{электр}}^2 c^2 + m_e^2 c^4} - m_e c^2$$

$$\frac{d\epsilon}{ds} = 15000 \text{ эВ/м}$$

$$p = \frac{d\epsilon}{ds} = \text{const} = 4,5 \text{ эВ/м}$$

$$F = \frac{dp}{dt} = \frac{c}{\rho} p \frac{d\rho}{ds}$$

$$p = \frac{d\epsilon}{ds} = \text{const}; \quad \epsilon = \frac{qB}{m_e}$$

Длина волны излучения $\lambda = 200 \text{ нм}$
 Длина волны излучения $\lambda = 200 \text{ нм}$
 Длина волны излучения $\lambda = 200 \text{ нм}$
 Длина волны излучения $\lambda = 200 \text{ нм}$
 Длина волны излучения $\lambda = 200 \text{ нм}$