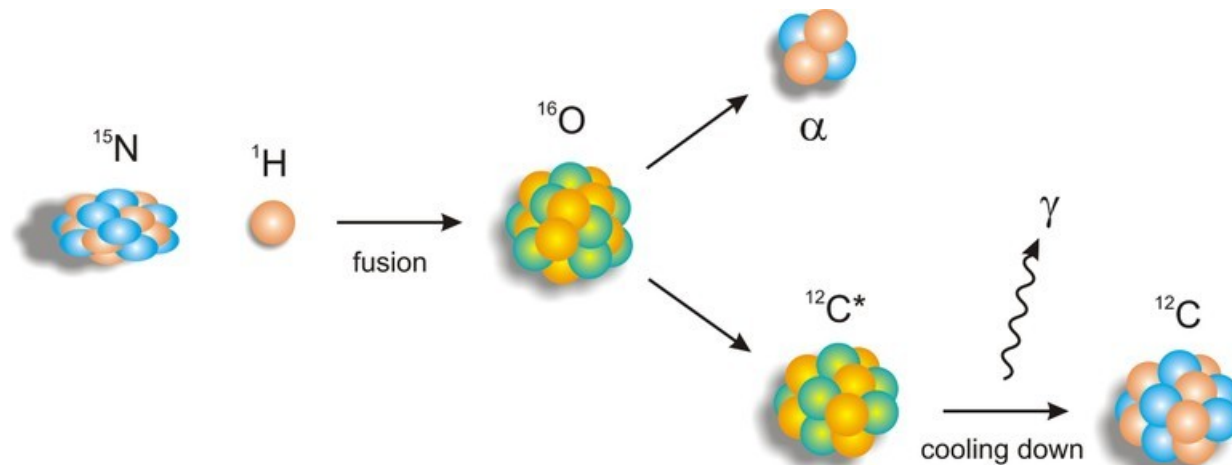


# Nuclear and Particle Physics



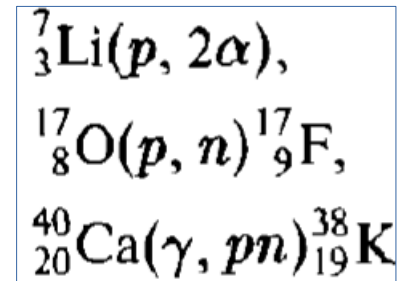
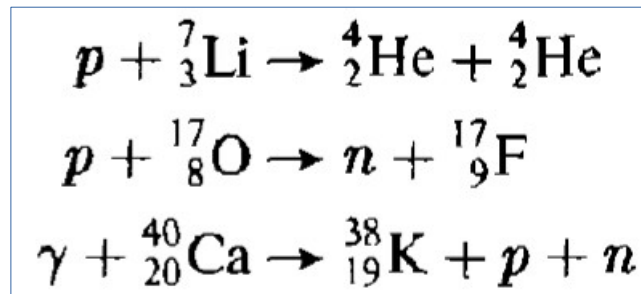
## Ч.7 Ядерні реакції (*Nuclear Reactions*)

# Зміст

- Основні поняття і визначення
- Закони збереження в ядерних реакціях (ЯР)
- Загальні властивості ЯР. Енергетичні співвідношення в ЯР
- Перерізи ЯР при низьких енергіях
- Механізми ЯР
- Складене (составное) ядро. Резонансні та нерезонансні реакції
- Оптична модель
- Прямі ядерні реакції
- Фотоядерні і електроядерні реакції

# Основні поняття і визначення

- **Ядерна реакція** - будь-який процес **взаємодії (зіткнення)** частинки чи ядра із іншим ядром. Основне джерело інформації про атомні ядра — **ядерні реакції** разом із процесами **розпаду ядер**. Можна одержувати елементи, які не зустрічаються в природі.
- Кілька способів запису ядерних реакцій



Зліва - налітаюча частинка (снаряд, projectile) і мішень (target). Справа - продукти реакції

$p \equiv {}^1_1\text{H}$  (протон)     $d \equiv {}^2_1\text{H}$  (дейтрон),  $t \equiv {}^3_1\text{H}$  (тритон),  $\tau \equiv {}^3_2\text{He}$ ,  $\alpha \equiv {}^4_2\text{He}$  (альфа)

# Класифікація ядерних реакцій

Якщо налітаюча частинка має довжину хвилі більшу за розміри ядра, то в таких експериментах одержують інформацію про ядро в цілому.

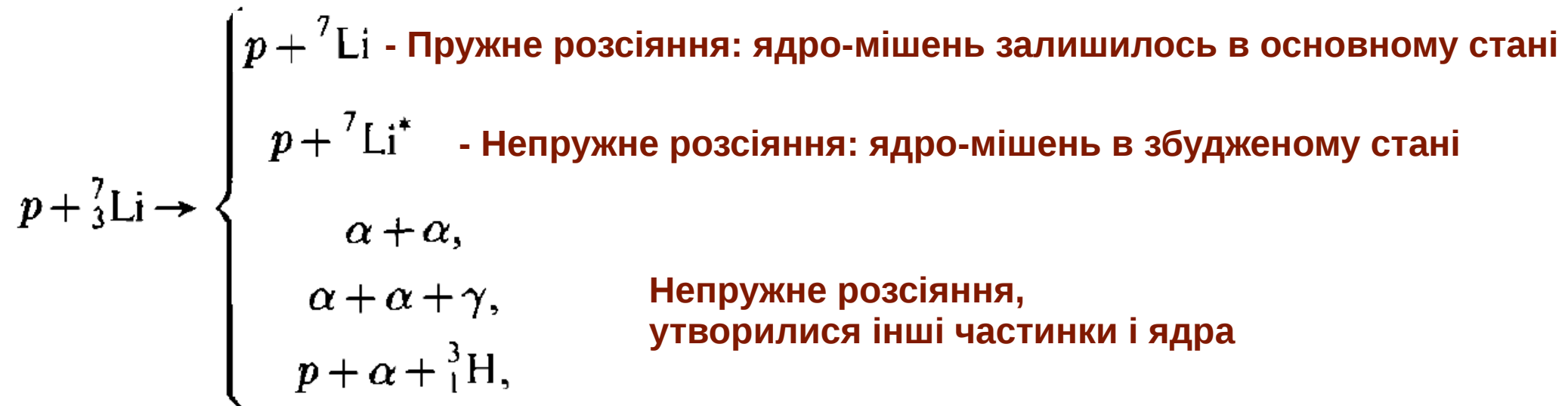
Якщо довжина хвилі більша за розміри ядра, то із перерізів реакцій одержують інформацію про розподіл ядерної матерії в ядрі, структурі його поверхні, кореляції між нуклонами в ядрі, розподілу нуклонів по оболонкам.

Розрізняють різні види ядерних реакцій (далеко не повний перелік):

- Реакції з передачею одного чи кількох нуклонів
- Реакції фрагментації
- Реакції з важкими іонами
- Реакції злиття легких ядер
- Фотоядерні та електроядерні реакції
- Реакції поділу ядер
- Реакції на пучках радіоактивних ядер
- та інші

## Канали реакції

- При зіткненні одних і тих же частинок можуть відбуватися різні реакції. Наприклад, для взаємодії протона із ізотопом літію-7



- Вживається поняття **вхідного і вихідного каналу**.
- Якщо реєструється тільки одна частинка, то реакція називається **інклюзивною**  $a+b \rightarrow c + \text{все що завгодно}$

# Основні ядерні реакції на середніх і важких ядрах

	Средние ядра ( $30 < A < 90$ )				Тяжелые ядра ( $A > 90$ )			
Частица → ее энергия ↓	$n$	$p$	$\alpha$	$d$	$n$	$p$	$\alpha$	$d$
0–1 кэВ	$n$ (упр), $\gamma$	нет заметных реакций	нет заметных реакций	нет заметных реакций	$\gamma$ , $n$ (упр)	нет заметных реакций	нет заметных реакций	нет заметных реакций
1–500 кэВ	$n$ (упр), $\gamma$	$n$ , $\gamma$ , $\alpha$ , кулон. возб.	$n$ , $\gamma$ , $p$ , кулон. возб.	$p$ , $n$ , кулон. возб.	$n$ (упр), $\gamma$	очень малое сечение	очень малое сечение	очень малое сечение
0,5–10 МэВ	$n$ (упр), $n$ (неуп), $p$ , $\alpha$	$n$ , $p$ (неуп), $\alpha$ , кулон. возб.	$n$ , $p$ , $\alpha$ (неуп), кулон. возб.	$p$ , $n$ , $np$ , $2n$ , кулон. возб.	$n$ (упр), $n$ (неуп), $p$ , $\gamma$	$n$ , $p$ (неуп), $\gamma$ , кулон. возб.	$n$ , $p$ , $\gamma$ , кулон. возб.	$p$ , $n$ , $np$ , $2n$ , кулон. возб.
10–50 МэВ	$2n$ , $n$ (упр), $n$ (неуп), $p$ , $np$ , $2p$ , $\alpha$ , $\geq 3$ частицы	$2n$ , $n$ , $p$ (неуп), $np$ , $2p$ , $\alpha$ , $\geq 3$ частицы	$2n$ , $n$ , $p$ , $np$ , $2p$ , $\alpha$ (неуп), $\geq 3$ частицы	$p$ , $2n$ , $np$ , $3n$ , $d$ (неуп), $t$ , $\geq 3$ частицы	$2n$ , $n$ (неуп), $n$ (упр), $p$ , $np$ , $2p$ , $\alpha$ , $\geq 3$ частицы	$2n$ , $n$ , $p$ (неуп), $np$ , $2p$ , $\alpha$ , $\geq 3$ частицы	$2n$ , $n$ , $p$ , $np$ , $2p$ , $\alpha$ (неуп), $\geq 3$ частицы	$p$ , $2n$ , $np$ , $3n$ , $d$ (неуп), $t$ , $\geq 3$ частицы

# Пружні(elastic), непружні(inelastic), диференціальні(differential) і повні(total) перерізи

- **Поперечні (ефективні) перерізи  $\sigma$**  — кількісна характеристика інтенсивності протікання реакції. Наприклад, якщо на прискорювачі потрібно одержати радіоактивні ізотопи, то їх кількість буде прямо пропорційна повному перерізу реакції:  $N = \sigma \cdot L$  (де  $L$ -світимість)
- Виліт частинки в тілесний кут  $\Omega$  при полярному куті  $\theta$ , характеризується диференціальним перерізом  $d\sigma/d\Omega$ . Для безспінових частинок (або при хаотичній орієнтації спінів ядер і частинок) процес бути мати циліндричну симетрію відносно вісі пучка і тому **буде залежати тільки від кута  $\theta$**

$$\frac{d\sigma}{\sin \vartheta d\vartheta} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\varphi = 2\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$$

- Форма залежності перерізів від кута називається **кутовим розподілом**. В цьому випадку **інтегральний (повний) переріз** рахується як:

$$\sigma = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

# ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ І ВИЗНАЧЕННЯ

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{\text{number of reactions per unit time}}{\text{beam particles per unit time} \times \text{scattering centres per unit area}} .$$

In analogy to the *total* cross-section, cross-sections for *elastic* reactions  $\sigma_{\text{el}}$  and for *inelastic* reactions  $\sigma_{\text{inel}}$  may also be defined. The inelastic part can be further divided into different reaction channels. The *total cross-section* is the sum of these parts:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{inel}}$$

**Наприклад, для взаємодії нейтронів з ядрами із зростанням енергії доля пружного розсіяння падає у порівнянні із непружним, для якого відкривається все більше каналів, в тому числі із вильотом 2, 3 і більше частинок.**



# Основні поняття і визначення

- Сукупність значень мас, енергій та імпульсів частинок, які беруть участь в реакції називають **кінематикою процесу**.
- Не всі кінематичні величини незалежні. В реакціях з двома частинками відомих мас в кінцевому стані задання енергії падаючої частинки та кутів вильоту однієї із частинок повністю визначає кінематику, наприклад, кут вильоту і енергію другої частинки однозначно визначають із законів збереження енергії та імпульсу.
- Часто замість поперечного перерізу користуються параметром **вихід реакції**. Це поняття із широким сенсом і використовується у випадках, коли важко виміряти перерізи або зв'язок із перерізом складний, а в самому процесі важко виділити точний вид реакції або енергію (якщо спектр енергій суцільний). Тобто, це свого роду **відносні виміри** без абсолютизації величини ймовірності процесу.

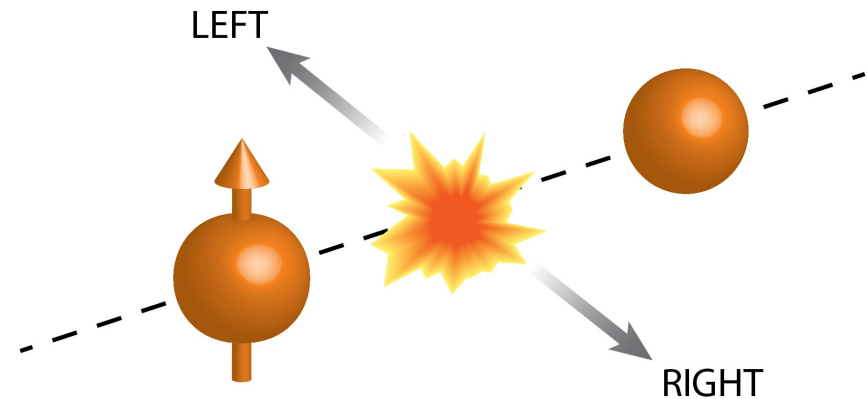
# Поляризаційні експерименти

- Важливу роль в фізиці ядра і елементарних частинок грають поляризаційні експерименти, в яких вивчають залежність взаємодій від орієнтації спіну частинки або ядра. Зокрема, спінову залежність ядерних сил, асиметрія розпадів, обумовлених так званими слабкими силами.
- В таких експериментах в ядерній фізиці використовують поляризовані пучки або поляризовані мішені. Переріз залежить від орієнтації спінів.
- Також поляризація може виникати під час взаємодії неполяризованих пучків із неполяризованими мішенями. Наприклад, при розсіянні протонів 140 MeV на вуглеці-12 при  $\theta=25^\circ$  протони стають поляризованими на 80%.
- Абсолютну величину вектора поляризації (середню величину вектора спіну, поділене на максимальне значення його проекції) вимірюють у відсотках.

У простому випадку ансамблю частинок із спіном 1/2 (коли можуть бути лише дві проекції спіну +1/2 і -1/2) поляризація характеризується параметром відношення різниці кількості частинок однієї орієнтації до протилежної:

$$\frac{N^{\uparrow\uparrow} - N^{\uparrow\downarrow}}{N^{\uparrow\uparrow} + N^{\uparrow\downarrow}}$$

Наприклад, із 100 частинок: 80 мають одну орієнтацію спіна, а 20 - іншу. Тоді  $p=60\%$ .



# Частинки пучків та ядра мішеней

**Пучки:** протони, нейтрони, дейтрони, -частинки, фотони, електрони, важкі іони, а також піони, нейтрино, мюони, каони, гіперони, античастинки і т.п.

**Мішені:** довгоживучі ядра і протони (але нема нейтронних мішеней і одна із фундаментальних міжнуклонних взаємодій — нейтрон-нейтронна — залишається досі мало дослідженою).

# Закони збереження в ядерних реакціях

- В фізиці ядерних реакцій дуже суттєві **закони збереження**. Кожен закон збереження полягає в тому, що деяка фізична **величина** повинна бути **однаковою** до і після зіткнення. Тим самим вимога збереження завжди накладає якісь **обмеження**, або як їх називають, **заборони**, характеристики кінцевих продуктів.
- Закон збереження **енергії та імпульсу**
- Так, із закону **збереження електричного заряду** слідує, що сумарний заряд продуктів реакції повинен дорівнювати сумарному заряду початкових частинок. Тому, наприклад, в реакціях (p, n) електричний заряд ядра повинен зрости на одиницю.
- Сумарний **спін** частинок і їх відносні **орбітальні моменти** також повинні зберігатись, так само, як і **ізоспін**.
- Аналогічно проявляється закон **збереження баріонного заряду**, дія якого для ядерних реакцій в вузькому сенсі слова при низьких енергіях зводиться до того, що сумарне число нуклонів не міняється при реакції.

# Закони збереження енергії та імпульсу в реакціях

- Закони збереження енергії та імпульсу мають однакову форму в квантовій і неквантовій механіці, але змінюються при переході від нерелятивістської до релятивістської теорії:

$$E_{1\text{ рел}} + E_{2\text{ рел}} = E'_{1\text{ рел}} + E'_{2\text{ рел}} + \dots + E'_{n\text{ рел}},$$
$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2 + \dots + \mathbf{p}'_n,$$

Штрихами відмічено величини після зіткнення,  $m$  - маса частинок

$$E_{1\text{ рел}} = c \sqrt{m_1^2 c^2 + \mathbf{p}_1^2}$$

- Якщо від повної енергії відняти енергію спокою, то одержимо **кінетичну енергію**  $E$

$$E = E_{\text{рел}} - mc^2$$

- В нерелятивістському випадку  $p^2 \ll m^2 c^2$  і тоді кінетична енергія матиме звичний вигляд

$$E = \frac{p^2}{2m}$$

- При переході до нерелятивістського випадку закон збереження енергії

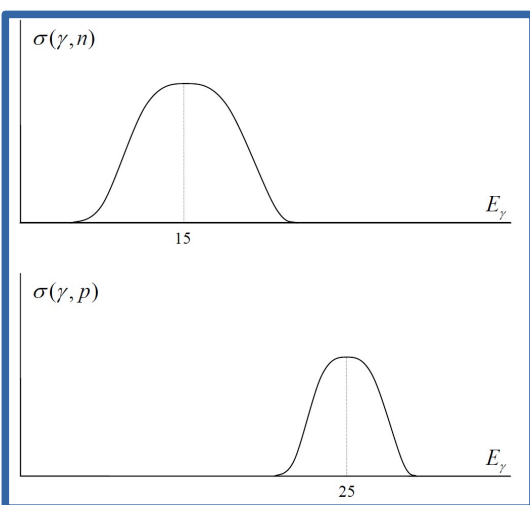
$$E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2 + \dots + E'_n - Q,$$

- де виділена в реакції енергія  $Q$  може бути представлена як

$$Q = (m_1 + m_2 - m'_1 - m'_2 - \dots - m'_n) c^2$$

# Реакції $(\gamma, p)$ , $(\gamma, n)$ на ядрі $^{90}_{40}\text{Zr}$

Поглинання гама-квантів енергією до 30 Мев



$$T_{>} = T_0 + 1 = 6$$

$$E_\gamma \approx 25 \text{ Мев}$$

$$T_{<} = T_0 = 5$$

$$E_\gamma = 15 \text{ Мев}$$

$n$

Распад  
запрещен  
законом  
сохранения  
изоспина

$$\vec{T}(n) + \vec{T}(^{89}_{40}\text{Zr}) = \frac{\vec{1}}{2} + \frac{\vec{9}}{2} = \vec{4} \text{ или } \vec{5} \neq 6$$

$p$

$p$

Распад  
подавлен из-за  
кулоновского  
барьера

$n$

**Закон збереження  
іспіну забороняє  
перехід із вищого  
збудженого стану із  
випромінюванням  
нейтрона**

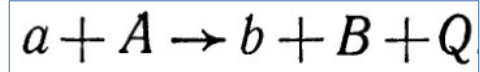
$$T(^{89}_{39}\text{Y}) = \frac{50 - 39}{2} = \frac{11}{2}$$

$$T(^{89}_{40}\text{Zr}) = \frac{49 - 40}{2} = \frac{9}{2}$$

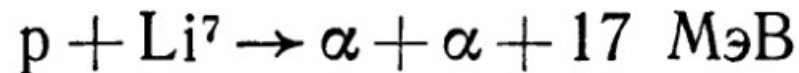
$$T(^{90}_{40}\text{Zr}) = \frac{50 - 40}{2} = 5$$

# Q- реакції

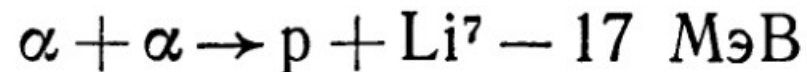
- Величина  $Q$  представляє собою виділену енергію реакції.
- Як і в хімії, енергію  $Q$  часто вводять в позначення реакції, записуючи реакцію  $A(a, b)B$  у вигляді



- Якщо  $Q > 0$ , то реакція називається **екзотермічною**, тобто з виділенням енергії. Наприклад, сильно екзотермічна реакція



- Якщо ж  $Q < 0$ , то реакція іде з поглинанням енергії і називається **ендотермічною**. Ендотермічними є всі реакції, обернені екзотермічним. Так, ендотермічна реакція



- При **пружному** розсіянні, звичайно,  $Q = 0$ .

# Поріг реакції

- Екзотермічна реакція, як і пружне розсіяння, може іти при скільки завгодно малій енергії налітаючи частинок. Ендотермічна реакція має поріг. Порогом називається мінімальна кінетична енергія частинки, починаючи з якої реакція стає енергетично можливою.
- Слід підкреслити, що поріг взагалі кажучи, не співпадає з енергією реакції  $Q$ . Поріг зазвичай задається в лабораторній системі, в якій

$$\mathbf{p}_2 = 0, \quad \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_1 \neq 0$$

- Тому в лабораторній системі центр інерції рухається і має імпульс  $\mathbf{p}_1$ , а відповідна йому кінетична енергія  $\mathbf{p}_1^2 / 2(m_1 + m_2)$  не має ніякої користі для протікання реакції.

- Тому поріг визначається як: 
$$E_{\text{пор}} = \frac{\mathbf{p}_1^2}{2(m_1 + m_2)} + |Q|$$

- З іншого боку, поріг відповідає кінетичній енергії налітаючої частинки, при якій відбудеться реакція: 
$$E_{\text{пор}} = \frac{\mathbf{p}_1^2}{2m_1}$$

- Тому кінцевий вираз для нерелятивістської реакції

$$E_{\text{пор}} = |Q| \left( 1 + \frac{m_1}{m_2} \right)$$

Поріг завжди більший енергії реакції



# Приклад

Визначити поріг реакції взаємодії двох  $\alpha$ -частинок з утворенням ядра літію-7 і протона. Визначити яка доля кінетичної енергії налітаючої частинки йде на рух центра інерції.

Енергії зв'язку:  ${}^4_2\text{He}$  ( $W = 28,3 \text{ МэВ}$ )  ${}^7_3\text{Li}$  ( $W = 39,3 \text{ МэВ}$ )

Обчислюємо Q-реакції:

$$Q = [2m_\alpha - m({}^7_3\text{Li}) - m_p]c^2 = W({}^7_3\text{Li}) - 2W_\alpha = (39,3 - 2 \cdot 28,3) \text{ МэВ} = -17,3 \text{ МэВ}$$

Обчислюємо поріг реакції:

$$E_{\text{пор}} \approx |Q| \left( 1 + \frac{m_\alpha}{m_\alpha} \right) = 34,6 \text{ МэВ}$$

Отже, половина кінетичної енергії налітаючої частинки іде на рух центра мас системи.

## Відносний момент кількості руху є дискретним

- Для протікання реакцій при низьких енергіях велике значення має закон збереження моменту кількості руху. Суттєвість цього закону полягає в тому, що орбітальний момент відносного руху двох частинок може приймати тільки дискретні значення, рівні (в одиницях  $\hbar$ )  $l = 0, 1, 2, \dots$
- Ця дискретність приводить до того, що при низьких енергіях і при обмеженому радіусі дії реакція можлива лише при значеннях  $l$ , що не перевищують деяке невелике число. Оцінку цього числа простіше всього одержати із напів-класичного розгляду, схожого на орбіти в моделі Бора.

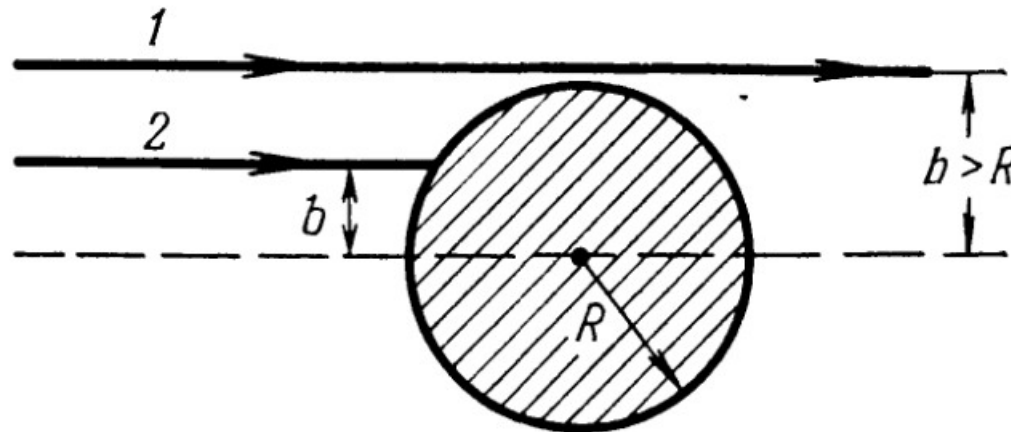
## Обмеження на прицільний параметр і орбітальний момент

- Момент налітаючої на ядро частинки дорівнює  $pb$ , где  $p$  — імпульс частинки, а  $b$  — її прицільний параметр, тобто найменша відстань, на яку наблизилась би до ядра-мішені налітаюча частинка, якби рухалась по прямій. Реакція може відбутися лише в тому випадку, якщо  $b$  не буде перевищувати радіуса  $R$  дії сил між частинками.

- Звідси одержуємо обмеження

$$l \leq \frac{pb}{\hbar} = \frac{2\pi R}{\lambda}$$

$\lambda$ - хвиля де Бройля для падаючої частинки



# Парціальні перерізи

- Якщо повні перерізи представити у вигляді суми парціальних перерізів реакцій  $\sigma_l$  при різних значеннях  $l$ ,

$$\sigma = \sum_l \sigma_l,$$

то залежність від імпульсу буде  $(2l + 1) p^{4l}$ , тобто

$$\sigma_l \propto (2l + 1) E^{2l}$$

- При зменшенні енергії  $E$  частинки вклад перерізів із більшими  $l$  спадає тим швидше, чим більше  $l$ . Зокрема, при  $\lambda > 2\pi R$  реакція в основному відбувається тільки при  $l = 0$  або, як кажуть, в **S-стані**. В цьому випадку в системі центра мас СЦМ (але не в ЛС) **кутові розподіли вилітаючих частинок ізотропні**, тобто частинки сферично-симетрично розлітаються по всіх напрямкам.

# Верхні межі для перерізів

- В теорії ядерних реакцій доводиться наступна теорема про обмеження максимальних перерізів ядерних реакцій при низьких енергіях, коли розсіяння іде лише в S-стані. Верхньою межею перерізу пружного розсіяння є величина

$$\sigma_{\text{упр}} \leq 4\pi\lambda^2$$

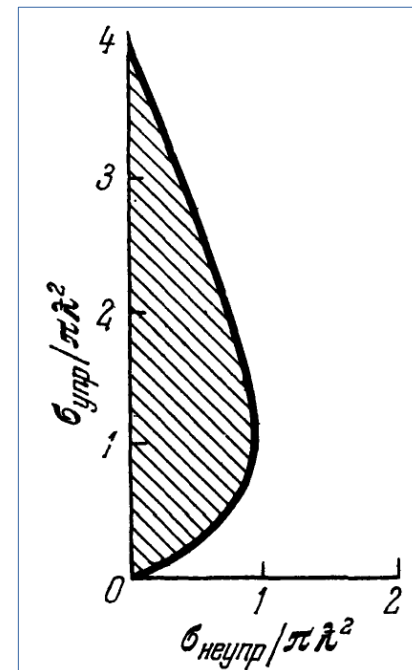
- Верхня межа перерізу непружного розсіяння визначається

$$\sigma_{\text{неупр}} \leq \pi\lambda^2$$

причому у випадку рівності буде

$$\sigma_{\text{неупр}} = \sigma_{\text{упр}}$$

- Для повного перерізу  $\sigma_t \leq 4\pi\lambda^2$
- На рисунку заштрихована область відповідає допустимим значенням пружного і непружного розсіяння



# Оцінка ефективного перерізу з урахуванням радіусу ядра

Парціальний переріз площі кільця із середнім радіусом  $bl$  можна обчислити як  $\pi\lambda^2(2l + 1)$

Просумувавши всі парціальні перерізи можна одержати повний геометричний переріз

$$\sigma_{\text{геом}} = \sum_{l=0}^{l_{\text{max}}} \sigma_l = \sum_{l=0}^{R/\lambda} \pi\lambda^2(2l + 1) = \pi(R + \lambda)^2$$

Цей переріз дає верхню границю перерізу ядерної реакції для ядра із радіусом  $R$ .

Приклад: нейтрон енергією 0.1 MeV - домінує  $s$ -взаємодія, при збільшенні енергії в 10 разів — значний внесок також  $p$ -хвилі ( $l=1$ ). При більших енергіях заявляється більший набір орбітальних моментів.

# Принцип детальної рівноваги

- Для реакції  $a + A \rightarrow b + B$
- Принцип детальної рівноваги зв'язує перерізи прямої та оберненої реакцій із урахуванням імпульсів частинок  $p_a$  та  $p_b$

$$\frac{d\sigma_{ab}/d\Omega_b}{d\sigma_{ba}/d\Omega_a} = \frac{(2j_b + 1)(2j_B + 1)}{(2j_a + 1)(2j_A + 1)} \frac{p_b^2}{p_a^2}$$

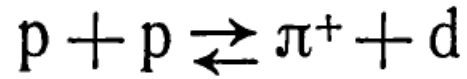
- Також для повних перерізів

$$\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ba}} = \frac{(2j_b + 1)(2j_B + 1)}{(2j_a + 1)(2j_A + 1)} \frac{p_b^2}{p_a^2}$$

- Якщо спіни  $a$  і  $A$  однакові, то справа з'являється ще додатковий множник 2.

## Приклад визначення спіну піона

- В експериментальному дослідженні прямої і оберненої реакції



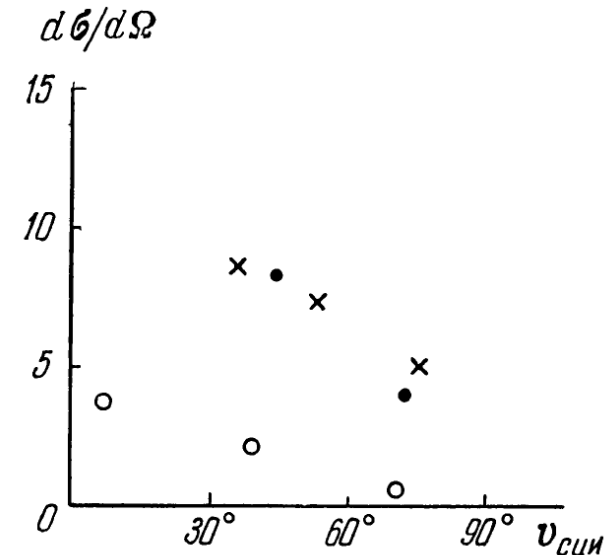
- Маємо співвідношення

$$\frac{d\sigma/d\Omega (p + p \rightarrow \pi^+ + d)}{d\sigma/d\Omega (\pi^+ + d \rightarrow p + p)} =$$

$$= (2j_\pi + 1) \frac{3p_\pi^2}{2p_p^2}$$

- Співвідношення можна порівняти із експериментальними вимірами, представленими на рисунку. Енергія частинок 21 MeV. Звідси зроблено висновок, що спін піона дорівнює нулю.

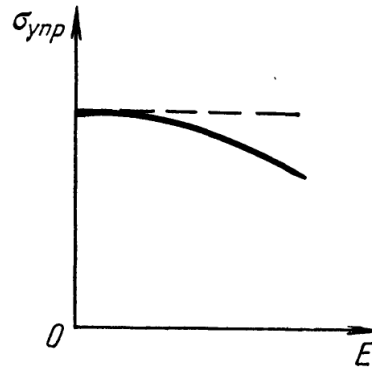
**Білі** кружечки — розрахунки в припущенні, що спін піона рівний 1;  
**Чорні** кружечки — розрахунки в припущенні, що спін піона рівний 0;  
**Хрестики** — експериментальні виміри.



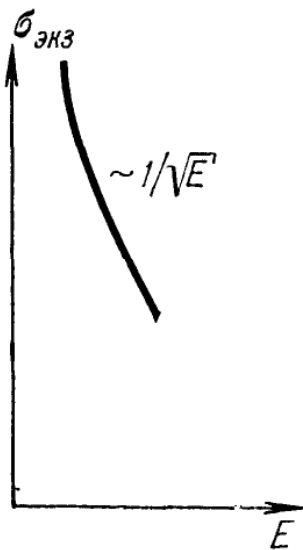


# Поведінка перерізів при низьких енергіях (нейтральні частинки)

- Переріз **пружного** розсіяння нейтральної частинки на ядрі при низьких енергіях

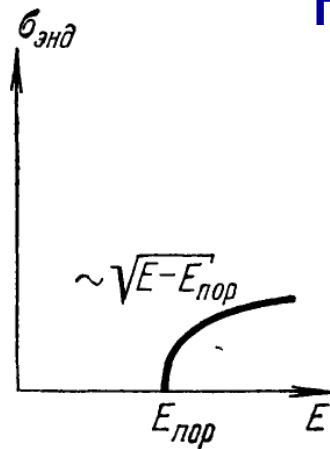


- **Екзотермічна** реакція із нейтральною частинкою — для перерізу важливий для нейтронної фізики і ядерної енергії “**закон  $1/v$** ” (Е. Фермі, 1935)



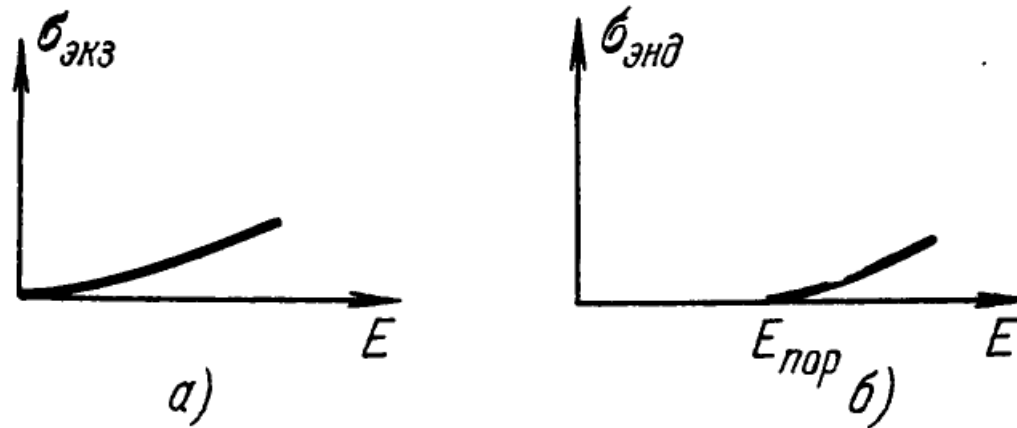
**Ендотермічна** реакція починається з порогової енергії і переріз пропорційний

$$\sigma_{\text{энд}} = \text{const} \sqrt{E - E_{\text{пор}}}$$



## Поведінка перерізів при низьких енергіях (заряджені частинки)

Кулонівські сили перешкоджають зарядженим частинкам наблизитись до ядра, а також вийти із області дії ядерних сил (проникнення крізь кулонівський бар'єр).



Залежність перерізів від енергії налітаючої частинки

а) екзотермічна реакція

б) ендотермічна реакція

# Механізми ядерних реакцій

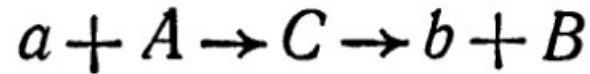
**Ядерна реакція** — це складний процес перебудови атомного ядра. Як і при опису структури ядра, тут практично неможливо одержати точне рішення задачі. І подібно тому, як структуру ядра апроксимують різними ядерними моделями, перебіг ядерних реакцій апроксимують різними механізмами реакцій.

Існує багато різних механізмів реакцій. Ми розглянемо лише основні із них.

# Механізми ядерних реакцій

## Класифікація механізмів:

- Механізм **складеного ядра** (составного, compound nucleus model): реакція протікає в дві стадії з утворенням **проміжного ядра C**



Введено Н. Бором в 1936 р. Можна використовувати лише при умові, що час життя складеного ядра значно більший характерного ядерного часу

$$\tau_{\text{ядерн}} \approx 10^{-21} \text{ с.}$$

- **Прямі процеси** — час взаємодії налітаючої частинки не перевищує характерного ядерного часу. Взаємодія відбувається із 1-2 нуклонами в ядрі, не зачіпаючи решти нуклонів.
- Проміжне положення між реакціями через складене ядро і прямими процесами займає механізм **перед-рівноважних** (предравновесных, pre-equilibrium) ядерних реакцій.
- **Оптична модель**, в котрій ядро трактується як суцільне середовище, здатне переломлювати і поглинати дебройлівські хвилі падаючих на нього частинок.
- **Фото-ядерні реакції** — викликані жорсткими  $\gamma$ -квантами.
- Механізми **ділення ядер**.

# Складене (составное, “компаунд”) ядро

Причини, по яким складене ядро довгоживуче:

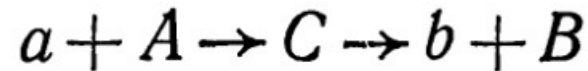
- Короткодія ядерних сил — енергія частинки, що влетіла в ядро, швидко розподіляється між усіма нуклонами ядра. В результаті жодна частинка не має достатньо енергії, щоб вилетіти з нього.
- Кулонівське відштовхування — мала проникність через бар'єр зменшує ймовірність вильоту.
- Виліт частинки з ядра заборонено правилами відбору.
- Випромінення  $\gamma$ -квантів часто вимагає суттєвої перебудови ядра, яка вимагає багато часу — десятки і сотні фемтосекунд.

# Складене (составное, “компаунд”) ядро

## Характерні особливості

Для реакцій, які протікають через складене ядро найважливішою особливістю являється **незалежність процесу розпаду від способу складеного ядра**. Складене ядро живе настільки довго, що практично повністю «забуває», яким способом воно утворилось.

Тому переріз реакції



можна представити як добуток двох множників: переріз реакції і ймовірність розпаду по даному каналу

$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} \Gamma_b / \Gamma \quad \text{при} \quad \Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_{b'} + \dots$$

$\Gamma$  (повна ширина, має розмірність енергії) **не залежить який канал є вхідним, тобто** парціальна ширина  $\Gamma_b$  **буде однаковою**

$$b' + B' \rightarrow C \rightarrow b + B \quad \sigma_{b'b} = \sigma_{b'C} \Gamma_b / \Gamma$$

$$\sigma_{ab} : \sigma_{ab'} = \sigma_{b'b} : \sigma_{b'b'}$$

# Складене (составное, “компаунд”) ядро

## Приклад перевірки гіпотези про складене ядро

Протонами і  $\alpha$ -частинками опромінювались два ядра і підбирались однакові енергії збудження. Реєструвались реакції із виходом нейтрона, двох нейтронів і нейтрона з протоном

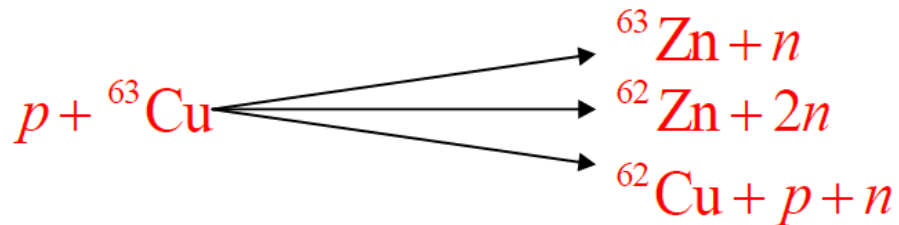
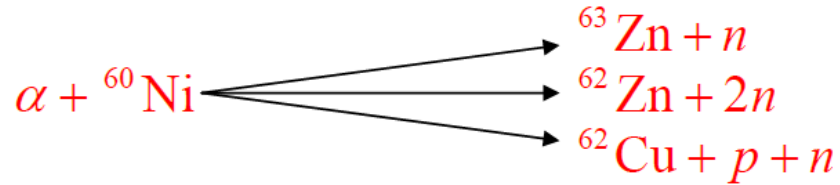
- |  |   |
|--|---|
| 1. ${}_{28}\text{Ni}^{60} (\alpha, n) {}_{30}\text{Zn}^{63}.$  | 4. ${}_{29}\text{Cu}^{63} (p, n) {}_{30}\text{Zn}^{63}.$  |
| 2. ${}_{28}\text{Ni}^{60} (\alpha, 2n) {}_{30}\text{Zn}^{62}.$ | 5. ${}_{29}\text{Cu}^{63} (p, 2n) {}_{30}\text{Zn}^{62}.$ |
| 3. ${}_{28}\text{Ni}^{60} (\alpha, pn) {}_{29}\text{Cu}^{62}.$ | 6. ${}_{29}\text{Cu}^{63} (p, pn) {}_{29}\text{Cu}^{62}.$ |

Якщо гіпотеза вірна, то для перерізів повинно виконуватись співвідношення

$$\sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3 = \sigma_4 : \sigma_5 : \sigma_6.$$

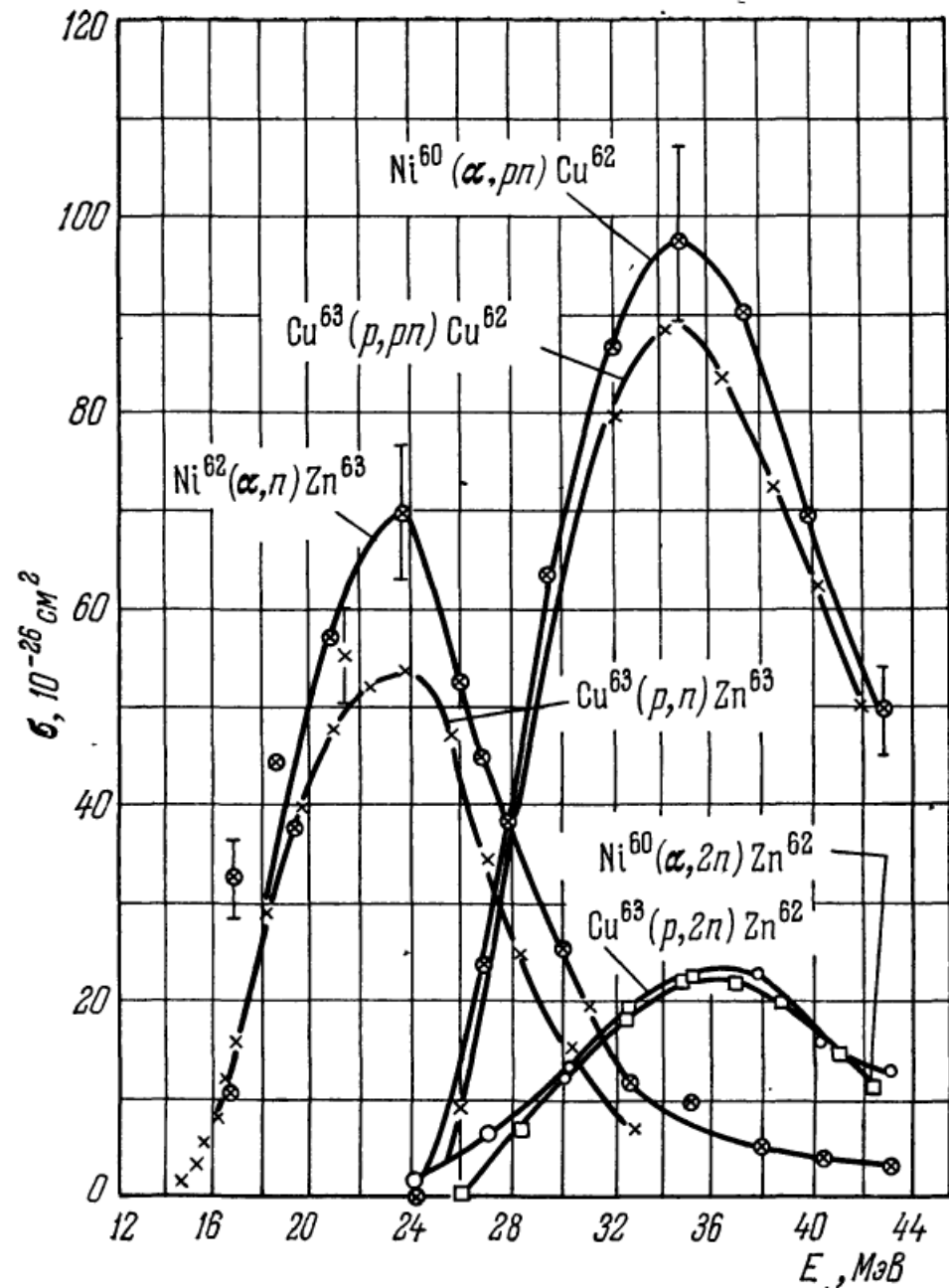
# Складене (составное, “компаунд”) ядро

## Приклад перевірки гіпотези про складене ядро



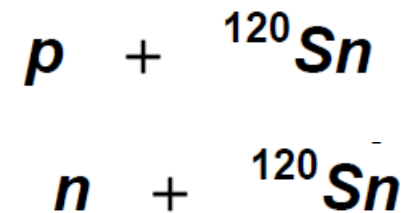
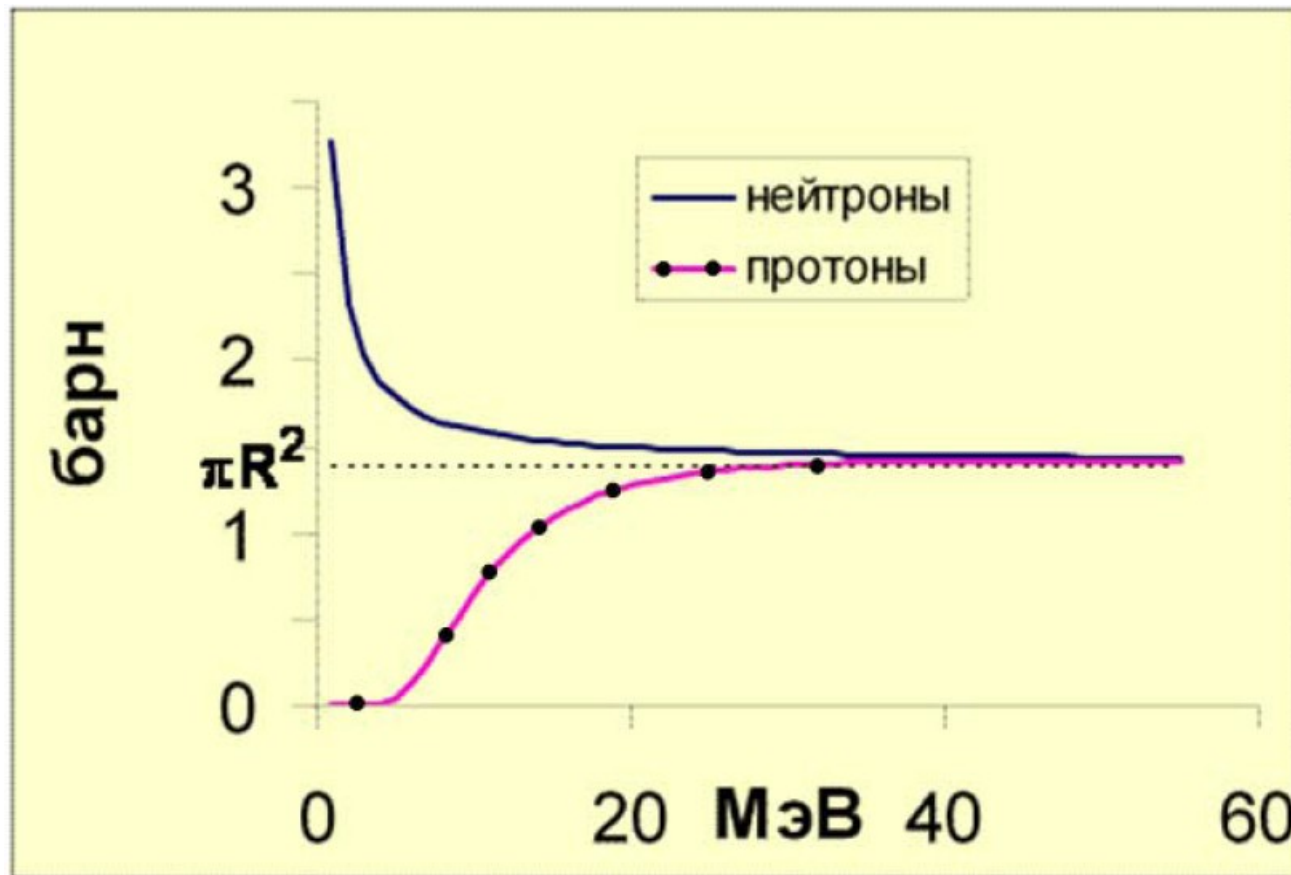
Поведінка перерізів  
досить добре  
узгоджується із  
механізмом  
складеного ядра

$E$  -енергія збудження





## Переріз утворення складеного (компаунд) ядра при розсіянні протонів і нейтронів на ізоотпі олова-120.

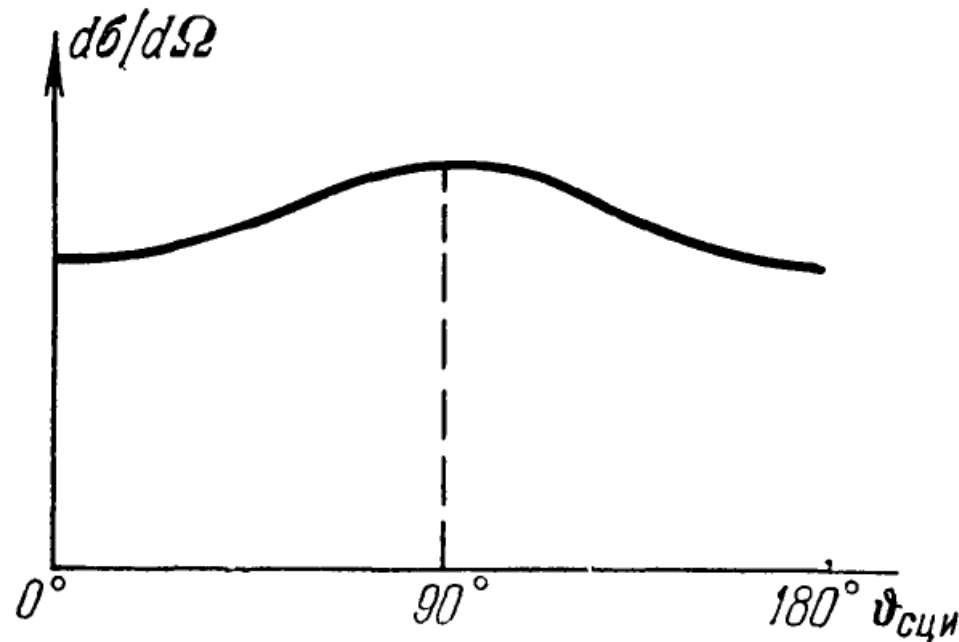


Видно, що компаунд ядро можна створювати як зарядженими, так і нейтральними частинками.

При низьких енергіях помітний вплив кулонівського бар'єру на взаємодію **протона**. Нейтронні перерізи різко зростають через збільшення довжини хвилі **нейтрона**.

# Складене (составное, “компаунд”) ядро

## Симетрія кутових розподілів



Всі векторні величини, які характеризують компаунд (складене) ядро мають симетрію вперед-назад. При розпаді ця симетрія зберігається, що приводить до симетрії кутових розподілів реакції.

# Резонансні реакції

Якщо є ізольований рівень  $E_0$ , то ефективний переріз матиме резонансний максимум. Форма резонанса для безспінових частинок описується формулою Брейта-Вігнера

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}$$

Резонанс тим гостріший, чим менша величина  $\Gamma$ , яка має сенс ширини рівня через який іде реакція

Тут припускається, що частинки вступають в реакцію із відносним рухом, що відповідає S-стану. Тоді як в загальному випадку потрібно домножати на статистичний коефіцієнт, в якому  $J$  - момент рівня компаунд ядра, а  $j_a, j_b$  спіни частинок

$$g(J) = \frac{2J+1}{(2j_a+1)(2j_A+1)}$$

Склавши перерізи реакцій по всім можливим каналам, включаючи пружний, ми одержимо для повного перерізу утворення компаунд-ядра

$$\sigma_{aC} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}$$

В загальному вигляді переріз реакції по заданому каналу  $b$  можна виразити через повний переріз утворення компаунд ядра, помножений на ймовірність розпаду по цьому каналу

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$$

В резонансі  $E = E_0$  пружне і непружне розсіяння матимуть, відповідно

$$\sigma_{aa} = 4\pi \lambda_a^2 \Gamma_a^2 / \Gamma^2, \quad \sigma_{ab} = 4\pi \lambda_a^2 \Gamma_a \Gamma_b / \Gamma^2$$

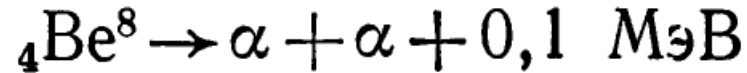
У випадку наявності лише одного непружного каналу  $b$  разом із пружним каналом  $a$  маємо максимуми для

пружного  $\sigma_{aa \max} = 4\pi \lambda_a^2$

непружного  $\sigma_{ab \max} = \pi \lambda_a^2$

# Приклади резонансних реакцій: ядро берилію-8

Основний стан має себе проявляти як резонанс при розсіянні однієї  $\alpha$ -частинки на іншій  $\alpha$ -частинці із енергією 0.1 MeV, оскільки ядро берилію-8 нестабільне при .

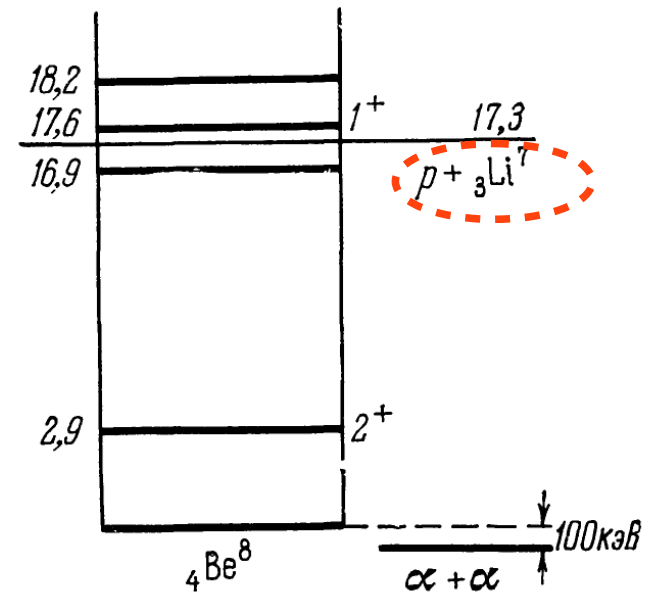


Але при часі життя берилію-8 близько 0.1 фемто-секунди (фс) ширина буде занадто мала

$$\Gamma = \hbar/\tau = 10^{-27}/10^{-16} \text{ эрг} \approx 10 \text{ эВ.}$$

І цей резонанс ще ніколи не спостерігався. Але на першому збудженому стані 2.9 GeV ширина складає 0.8 MeV і резонанс чітко спостерігається.

І спостерігається резонанс в реакції розсіяння протонів на ядрах літію-7 при енергії пучка протонів близько 0.4 MeV. Цю реакцію використовують для Одержання монохроматичних гама-квантів енергіями 14.7 MeV та 17.6 MeV.



## Приклади резонансних реакцій: реакція нейтронів із торієм-232

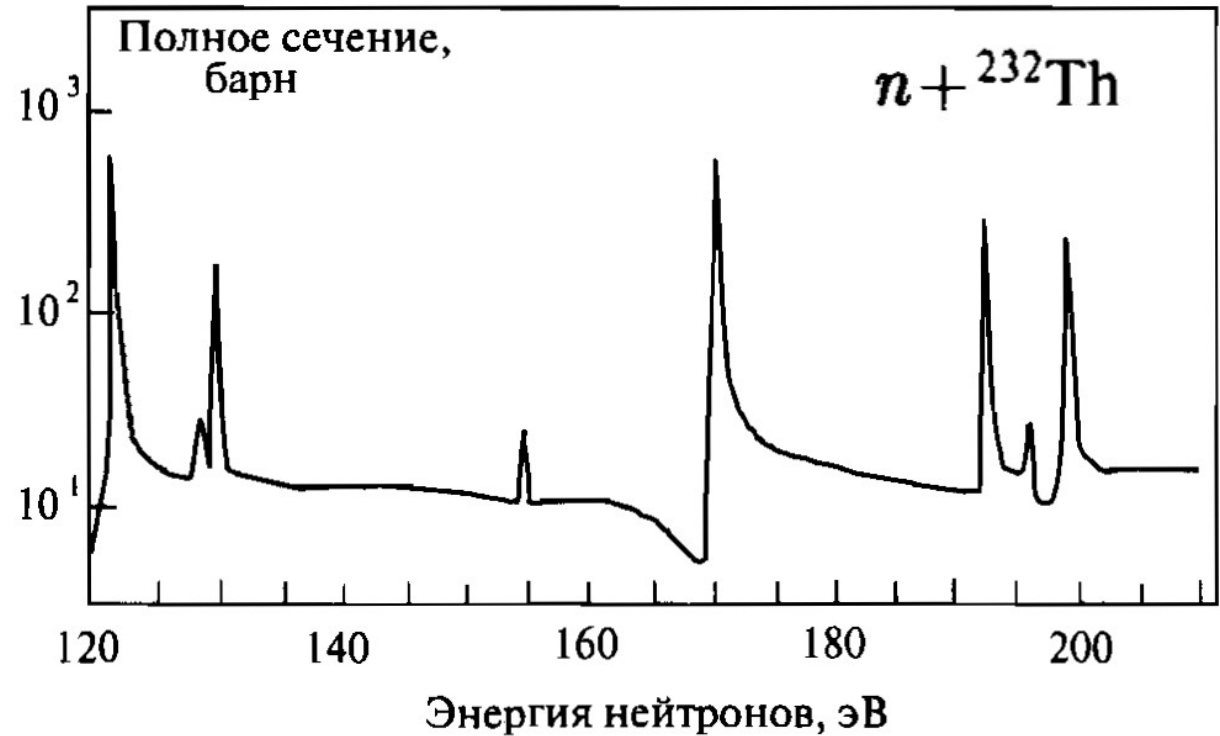
Перерізи утворення компаунд-ядра в районі ізольованих рівнів компаунд ядра, коли ширини менше відстані між рівнями

Видно, що час життя рівнів складає приблизно

$$\tau = \hbar/\Gamma \geq 10^{-15} \text{ с}$$

що на 4 порядки перевищує Час прольоту цих нейтронів вздовж ядра торію

$$\approx 10^{-19} \text{ с}$$



Середня відстань між рівнями швидко зменшується із зростанням  $A$  та енергії збудження ядра, що приводить до перекривання рівнів

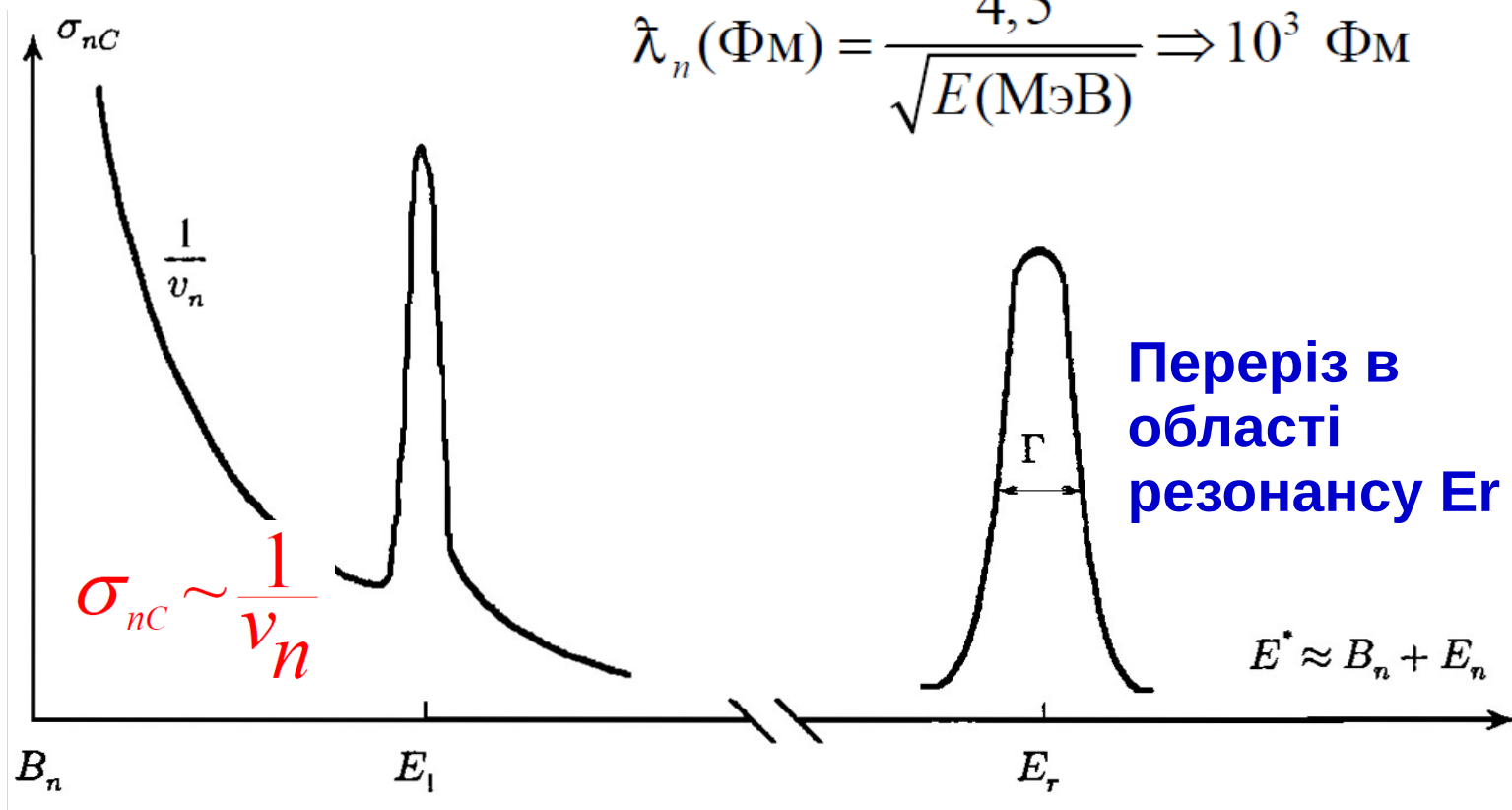
Проведення таких експериментів вимагає дуже високої моноенергетичності пучка! Цього досягнути дуже важко. Як правило, джерела нейтронів мають деякий розкид по енергії.

Довжина хвилі нейтрона

$$\hat{\lambda} \gg R$$

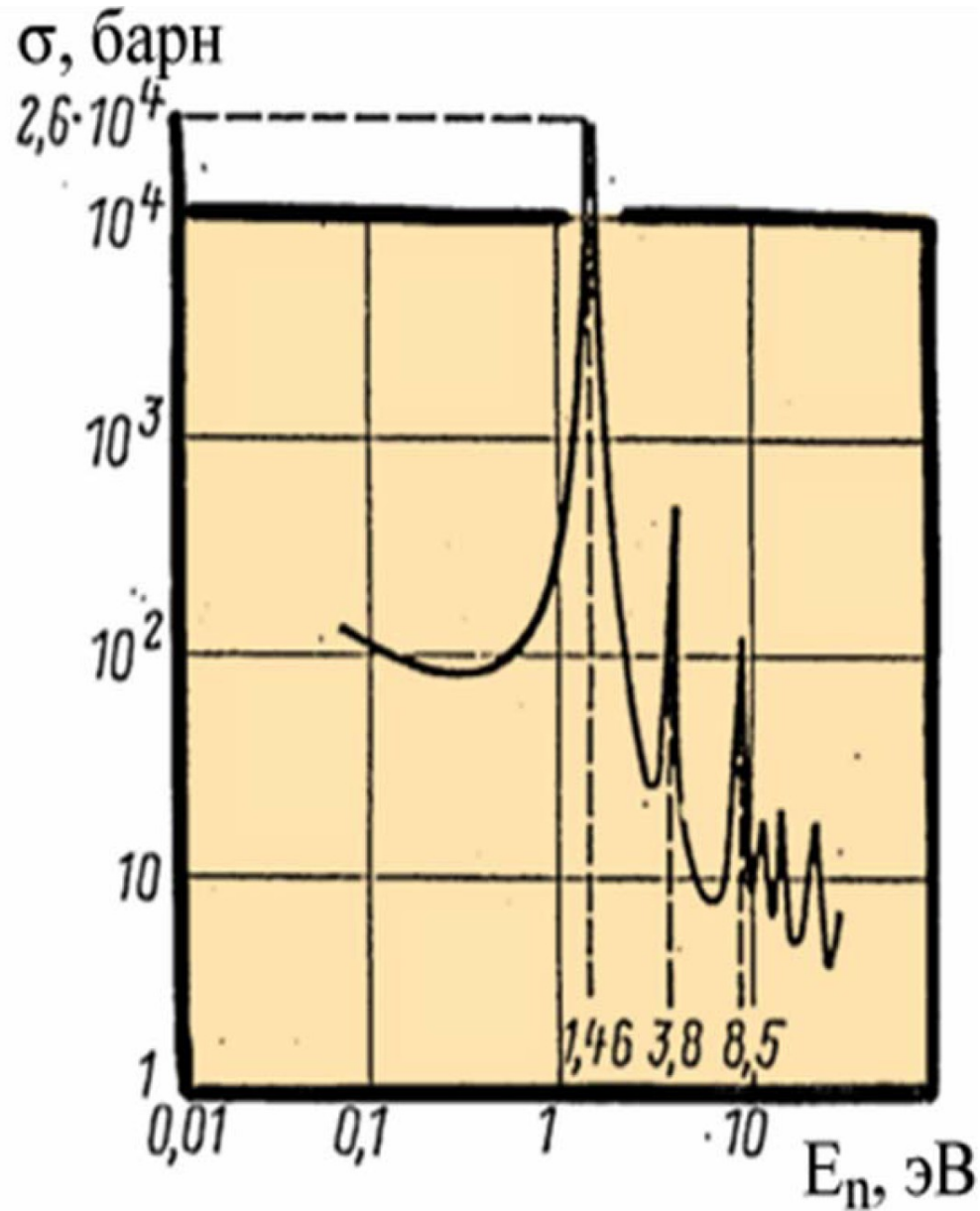
$$E_n < 100 \text{ эВ}$$

$$\hat{\lambda}_n (\Phi_M) = \frac{4,5}{\sqrt{E(\text{МэВ})}} \Rightarrow 10^3 \Phi_M$$



Переріз реакції в області до першого резонансу  $E_1$  не має особливостей.

## Теплові нейтрони ( $E < 1$ eV)



$$\sigma\left({}^{113}_{48}\text{Cd}\right) = 2,6 \cdot 10^4 \text{ б.р.}$$

$$\sigma\left({}^{135}_{54}\text{Xe}\right) = 3,5 \cdot 10^6 \text{ б.р.}$$



# Реакції під дією нейтронів

Взаємодія швидких нейтронів з ядром складається із двох процесів

1) Пружного дифракційного розсіювання

$$\sigma_{\text{дифр}} = \pi R^2$$

2) Непружного розсіювання

$$\sigma_{\text{сост}} = \pi R^2$$

Тоді повний переріз

$$\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{сост}} + \sigma_{\text{дифр}} = 2\pi R^2$$

В таких дослідженнях можна визначити розміри ядер



Enrico Fermi  
(1901-1954)

**1938 г.** Нобелівська  
премія по фізиці

# Приклади резонансних реакцій: радіаційний захват нейтронів

Для практики важливі резонанси  $(n, \gamma)$  та  $(n, n)$

В області енергій від 0 до першого резонансу діє закон  $1/v$   
В районі резонанса  $E_0$

$$\sigma_{n\gamma} = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}$$

Паралельно захвату відбувається також пружне розсіяння, роль якого зростає із збільшенням енергії нейтронів:

$$\sigma_{nn} = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}$$

Повний переріз

$$\sigma_t = \sigma_{n\gamma} + \sigma_{nn} = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}$$

Радіаційні ширини  $\Gamma_\gamma$  відповідають середньому часу життя рівнів  $\sim 10$  фс

Нейтронні ширини  $\Gamma_n \sim v_n$ . Тобто, завжди знайдеться область малих енергій нейтронів, в яких захват нейтрона буде більш ймовірним, ніж радіаційний захват.

## Приклади резонансних реакцій: радіаційний захват нейтронів

Переріз обчислюють при розкиді пучка по енергії  $\Delta E$  і середній відстані між рівнями  $\bar{D}$  із усередненою нейтронною парціальною шириною  $\bar{\Gamma}_n$

$$\bar{\sigma}_t = 2\pi\lambda_n^2 \bar{\Gamma}_n / \bar{D}$$

Величина  $\bar{\Gamma}_n / \bar{D}$  називається **силовою функцією**. Також використовують параметр **коефіцієнт прилипання**

$$\zeta = 2\pi (\bar{\Gamma}_n / \bar{D})$$

Тоді повний переріз трактується як максимальний (граничний) переріз, помножений на ймовірність, що нейтрон прилипне до ядра

$$\bar{\sigma}_t = \pi\lambda^2 \zeta$$

# Резонансні реакції із зарядженими частинками

Для середніх і важких ядер резонансні реакції із зарядженими частинками практично не йдуть через низьку проникність крізь кулонівський бар'єр.

Для легких ядер такі реакції можливі, завдяки низькому кулонівському бар'єру, а енергії резонансних рівнів відносно великі.

# Оцінка можливих енергій для резонансних реакцій

У вузькому сенсі резонансною реакцією називають процеси, в яких виконується умова

$$\Gamma < D.$$

Густина рівнів  $\rho = 1/D$  зростає із збільшенням енергії і атомного номера  $A$ . Із експериментів слідує

$$\rho(E) = C \cdot \exp(2\sqrt{aE})$$

Де  $a$  та  $C$  — це коефіцієнти, залежні від  $A$

$A$	$a, \text{ МэВ}^{-1}$	$C, \text{ МэВ}^{-1}$	$A$	$a, \text{ МэВ}^{-1}$	$C, \text{ МэВ}^{-1}$
27	0,45	0,5	181	10	0,01
63	2	0,3	231	12	0,005
115	8	0,02			

## Компаунд-ядра: нерезонансні реакції

При великих енергіях збудження компаунд-ядра його рівні перекриваються і говорити про окремі резонанси вже не можна.

Але концепцію компаунд-ядра можна зберегти, якщо використати методи статистичної фізики: **статистична теорія ядерних реакцій**, або те саме, **модель випаровування**.

Коли частинка попадає в ядро, вона передає свою енергію всім нуклонам ядра. Виникає **термодинамічна рівновага із певною температурою ядра** (незбуджене ядро має нульову температуру).

Хоча енергія збудження загалом може бути велика, але на один нуклон приходить недостатньо енергії для вильоту з ядра. Лише завдяки сильним **флуктуаціям** нуклон може покинути ядро — **випаруватись**.

## Компаунд-ядра: нерезонансні реакції

Із термодинамічних міркувань спектр вилетівших частинок

$$N(E) \sim E \sigma_c(E) \rho(E_f)$$

Тут  $\rho(E_f)$  - густина рівнів кінечного ядра,  $E_N$  - енергія випаруваного нуклона.

Очевидно

$$E_f = E_c - E - E_N$$

При великих енергіях збудження

(\*)

$$N(E) \sim E \exp \sqrt{2a(E_c - E_N - E)}$$

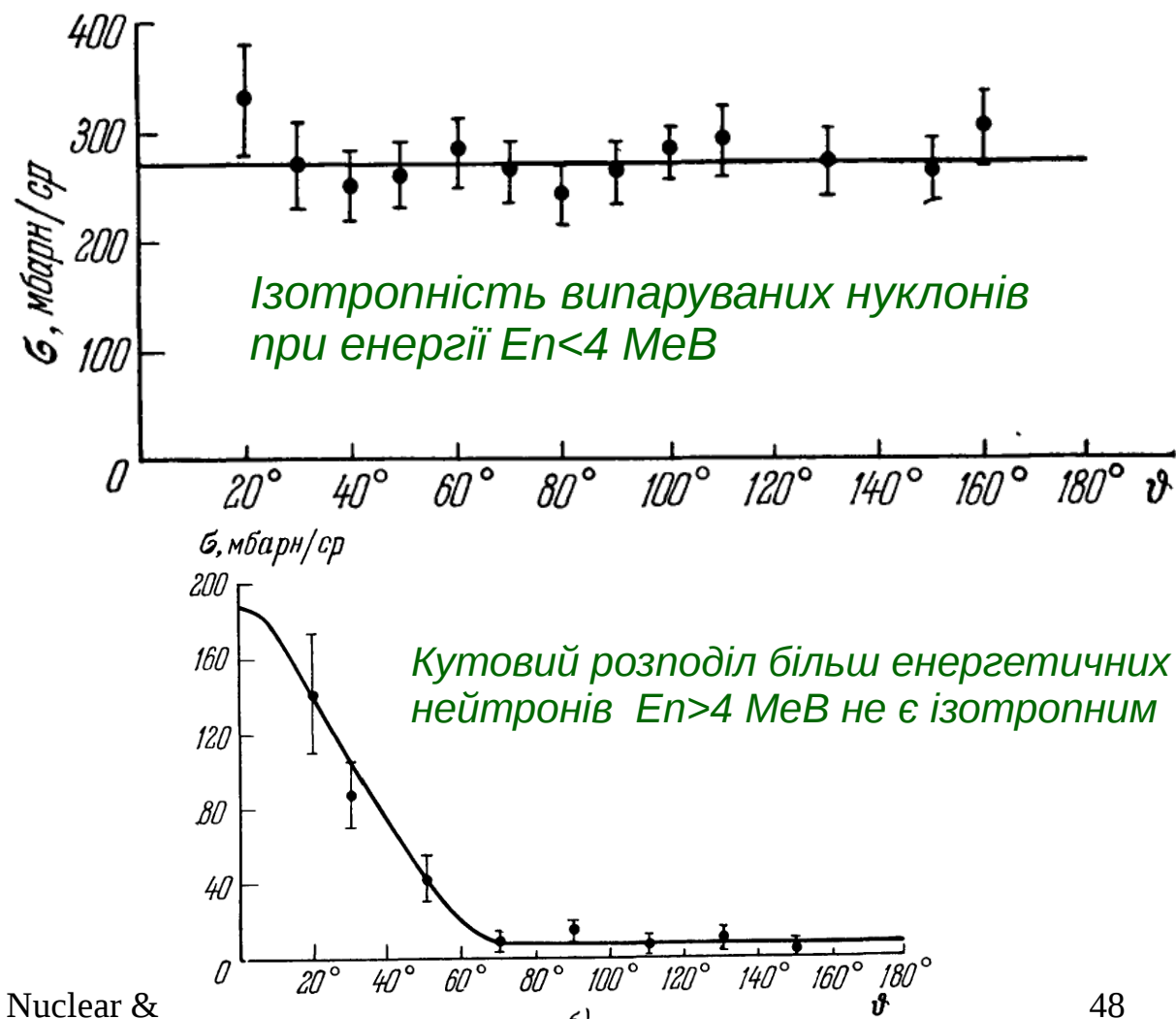
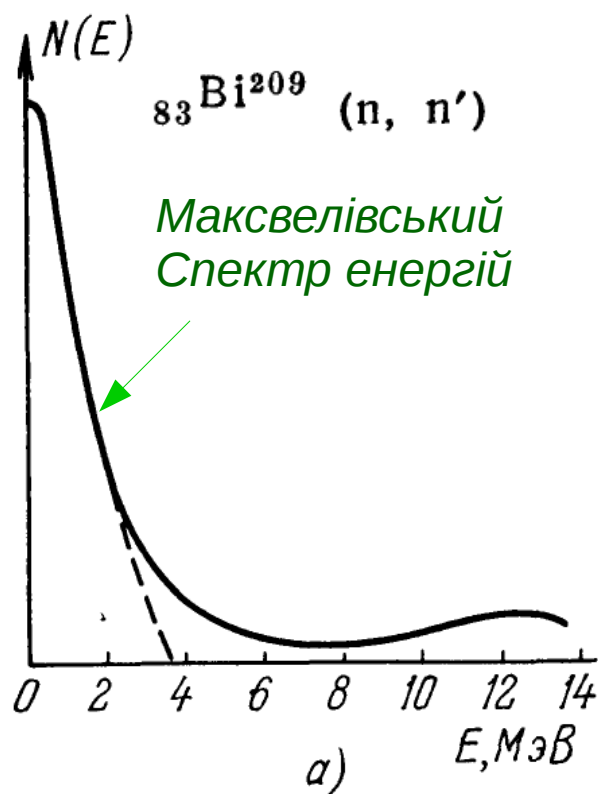
При  $E \ll E_c - E_N$  - виліт низькоенергетичних нуклонів, спектро стає Максвелівським:

$$N(E) \sim E \exp(-E/T)$$

де параметр температури  $T = a^{-1} \sqrt{E_c - E_N}$

# Передбачення статистичної теорії ядра

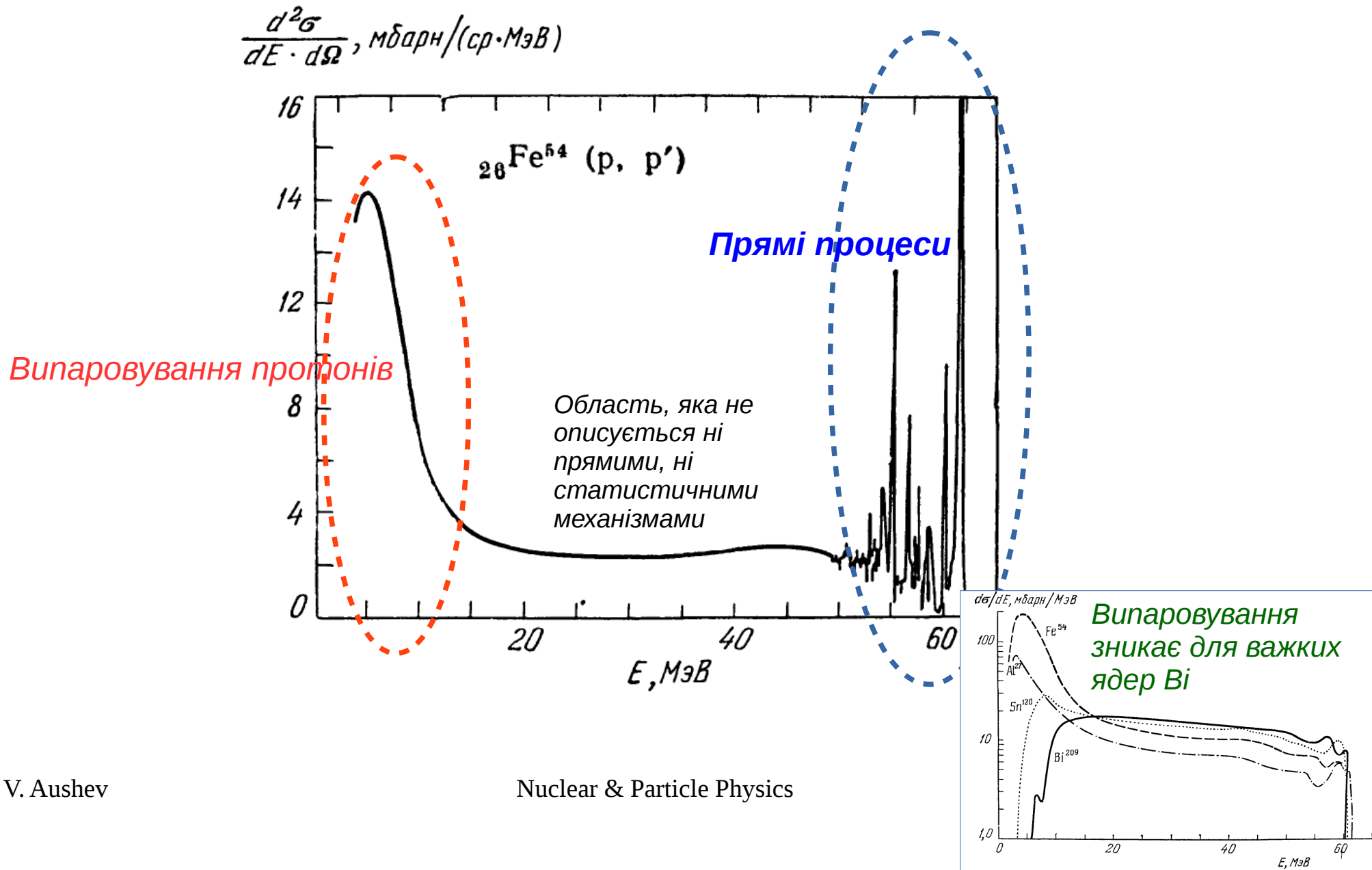
- Випарування нуклонів є ізотропним;
- Ядро забуває як воно утворилось;
- Спектр енергій випаруваних нуклонів має бути виду (\*) (попередній слайд)
- Виліт заряджених нуклонів із ядра сильно подавлений через кулонівський бар'єр





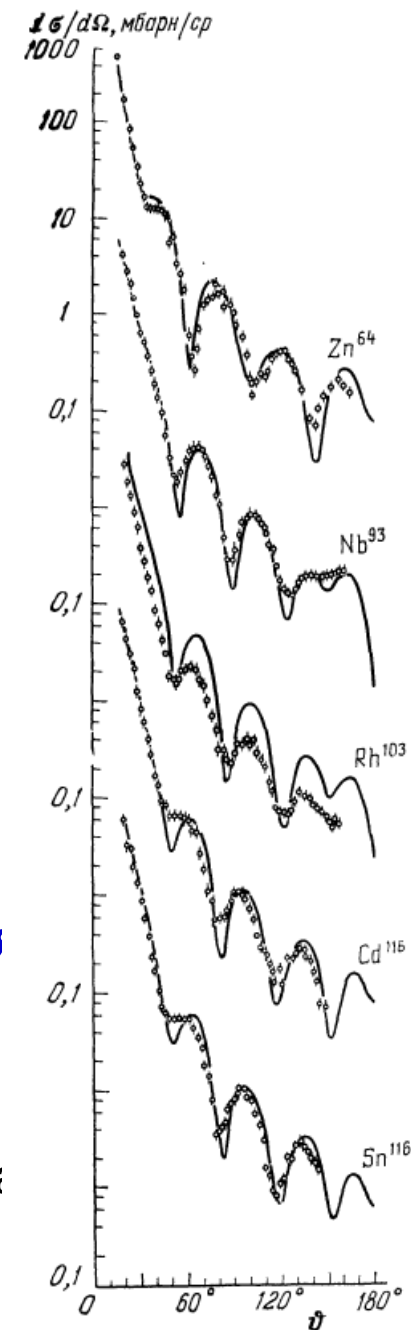
# Спектри заряджених нуклонів

Приклад реакції  ${}_{26}\text{Fe}^{54} (p, p')$  при енергії налітаючих протонів 62 Мев



## Оптична модель

- Згідно оптичній моделі ядро представляє собою суцільне середовище, яке переломлює і поглинає дебройлівські хвилі частинки, що падає на ядро.
- В квантовій механіці доводиться, що роль коефіцієнта заломлення для дебройлівської хвилі грає гамільтоніан взаємодії частинки з силовим полем ядра.
- Для опису поглинання до гамільтоніану додається уявна частина  $iW$  так що весь гамільтоніан приймає вигляд
$$H_{\text{вз}} = V(r) + iW(r)$$
- Потенціали  $V(r)$  та  $W(r)$  підбираються так, щоб найкращим чином описати експериментальні результати.
- Модель дозволяє вирішувати задачу одного тіла в полі розсіювального і поглинального потенціалу замість рішення задачі  $A+1$  тіл (взаємодії налітаючої частинки із кожним нуклоном ядра).
- На рисунку: приклад описування (*підгонки*) експериментальних точок з допомогою оптичної моделі. Розсіяння протонів 22 MeV на ядрах.

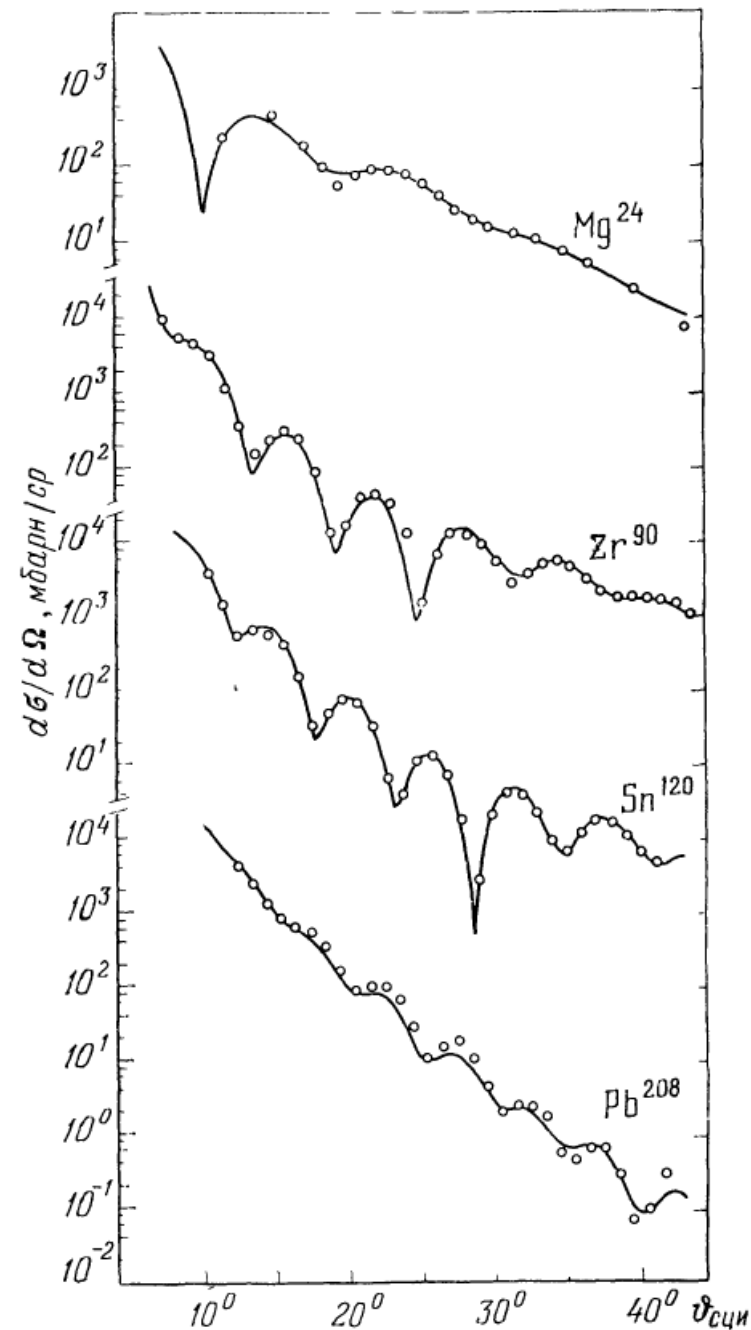


# Оптична модель

## Оптична модель описує:

- а) диференціальні та інтегральні перерізи пружного розсіювання при різних енергіях розсіяних нуклонів;
- б) перерізи непружних процесів, тобто, перерізи поглинання нуклонів ядрами. В області енергії 10 - 20 MeV, де вклад прямих процесів відносно невеликий і переріз поглинання співпадає з перерізом утворення складеного компаунд-ядра.
- в) успішно використовується для розсіювання складних частинок (d, t,  $\alpha$  ...) і важких іонів

Диференціальні перерізи пружного розсіювання гелію-3 на різних ядрах при енергії 130 MeV. Оптична модель дуже добре описує експериментальні данні.



## Прямі ядерні реакції

Якщо ядерна реакція протікає швидко, тобто за час порядку часу прольоту частинки через ядро ( $10^{-21}$ — $10^{-22}$  с), то вона називається **прямою реакцією**. В прямій реакції налітаюча частинка безпосередньо передає енергію нуклонам в ядрі.

Прямі реакції мають ряд характерних особливостей:

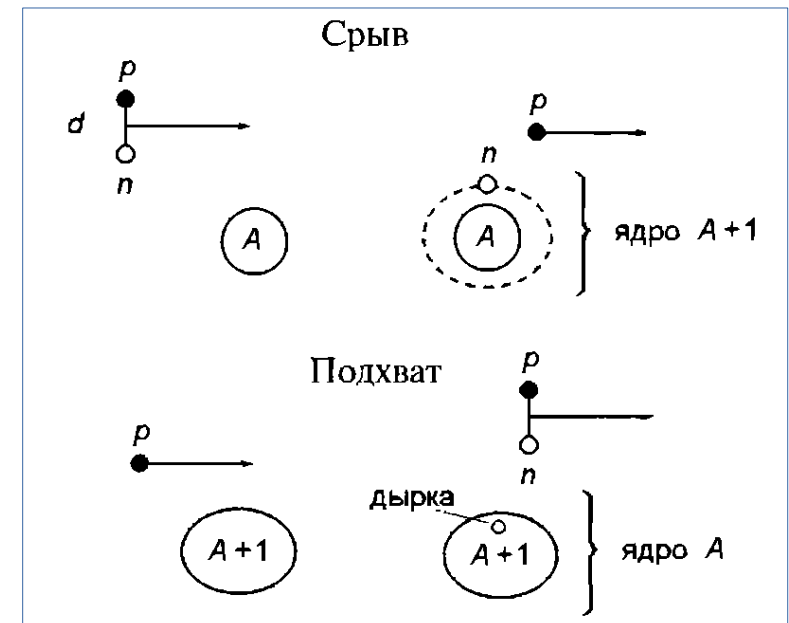
- 1) падаючий нуклон передає свій імпульс в основному одному нуклону. Тому **нуклони повинні вилітати із ядра переважно вперед** в напрямку цього імпульсу.
- 2) падаючий нуклон передає одному нуклону в ядрі майже всю енергію. Тому **вилітаючі із ядра нуклони повинні мати доволі великі енергії**, - близькі до максимально можливих. Наприклад, в прямій реакції  $(n, n')$  вилітаючі нейтрони повинні мати кутовий розподіл витягнутий у напрямку вперед та енергії близькі до енергії падаючого нейтрона.
- 3) **з рівною інтенсивністю вилітають як протони, так і нейтрони**, оскільки при великих енергіях вилітаючих частинок кулонівські бар'єри стають несуттєвими.

# Прямі ядерні реакції

Прямі процеси дуже різноманітні: із ядра можуть вилетіти одиночні нуклони, пара нуклонів, дейтрони, ядра гелію, літію, берилію... В останніх випадках процес називається **фрагментацією**.

## Найбільш досліджені:

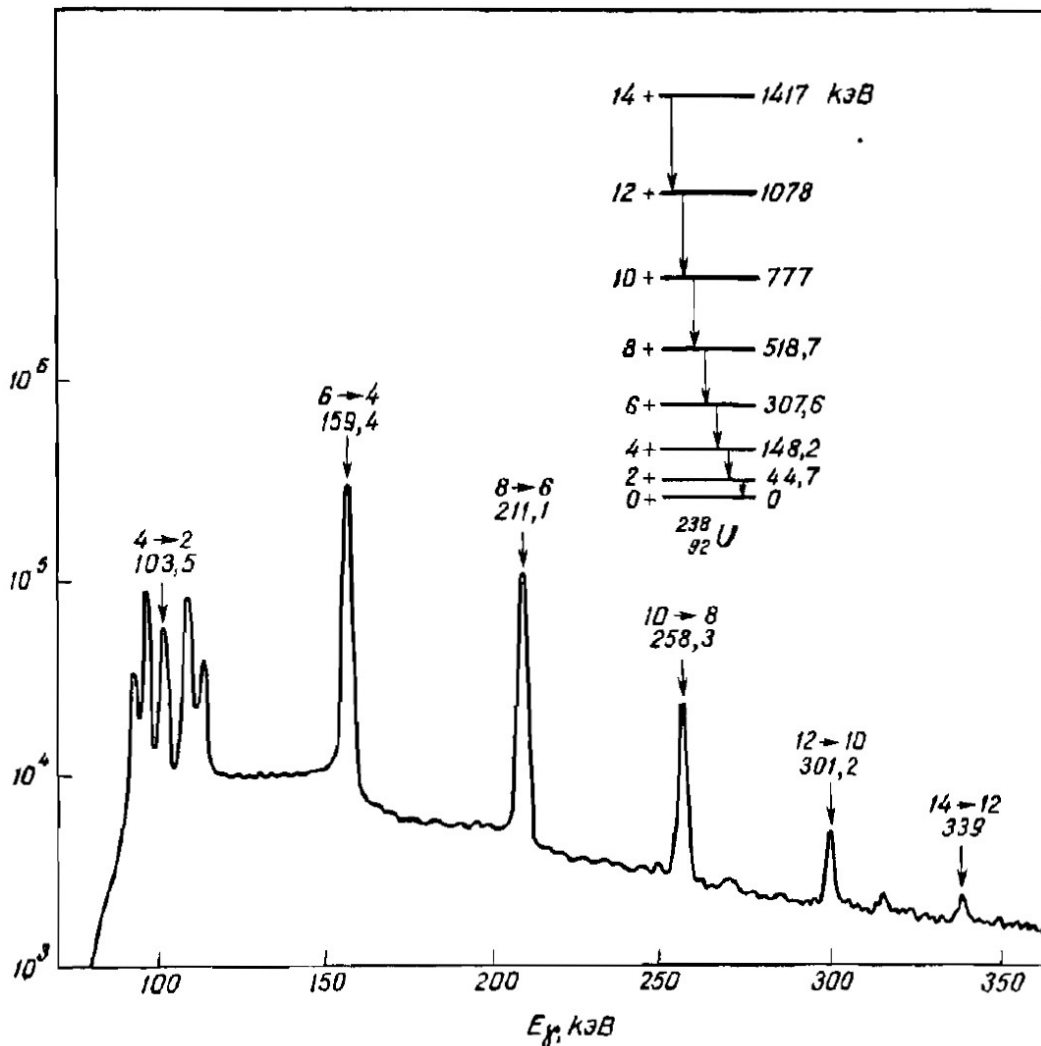
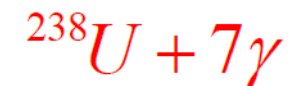
- реакції  $(n, n)$ ,  $(n, p)$ ,  $(p, n)$ ,  $(p, p)$
- реакції зриву  $(d, p)$ ,  $(d, n)$  і підхвату  $(p, d)$ ,  $(n, d)$
- Квазіпружного вибивання  $(p, 2p)$ ,  $(p, pn)$  коли при великих енергіях спостерігається наче зіткнення двох нуклонів, а роль решти нуклонів незначна.
- Реакції із важкими іонами



Енергії рівнів приблизно апроксимують:

$$E(\text{кэВ}) = 7,45J(J+1)$$

На рисунку — кулонівське збудження обертальних рівнів ядра урану-238 іонами аргону-40. Збудження знімається каскадом  $\gamma$ -переходів. В цій взаємодії заселялись обертальні рівні із великими кутовим моментами.



Якщо частинка-снаряд заряджена, то взаємодія з ядром при низьких енергіях буде чисто кулонівською. Тоді частинка знаходиться поза ядром і взаємодіє з ним, як з цілим. Вона може викликати збудження в ядрі, яке називається (непружним) **кулонівським збудженням**.

# Фотоядерні реакції

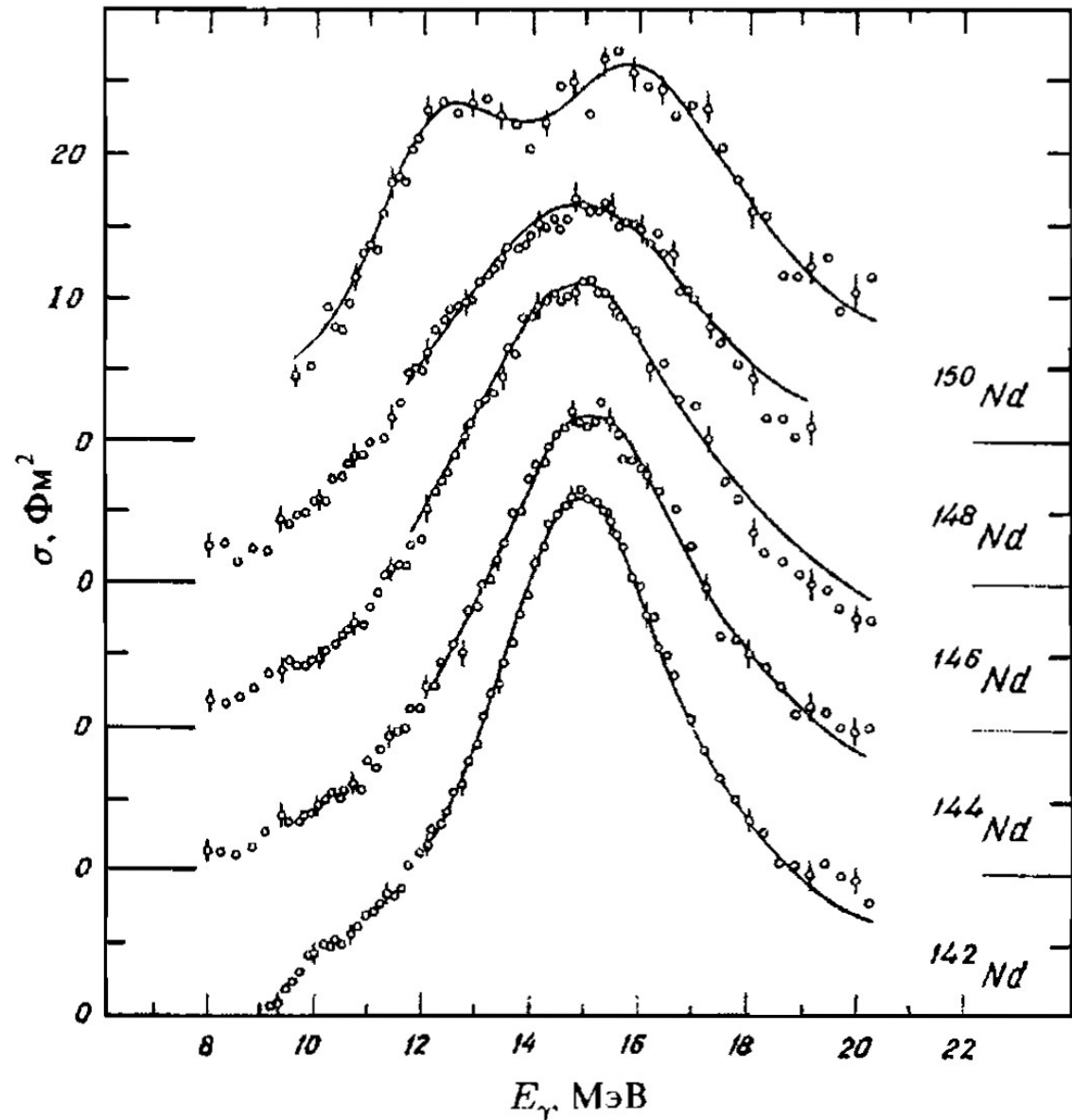
Фотоядерні реакції виникають при попаданні в ядро  $\gamma$ -кванта.

В повних перерізах поглинання  $\gamma$ -квантів атомними ядрами спостерігається широкий максимум, який називають гігантським резонансом. Із зростанням масового числа  $A$  його положення зміщується від 20-25 MeV в легких ядрах до 13-15 MeV в важких. Ширина резонансу складає 4-10 MeV.

$$E_0 = 80 A^{-1/3} \text{ МэВ}$$

В колективній моделі ядра гігантський резонанс описується як дипольні коливання протонів відносно нейтронів.

Для сферичних ядер- одна резонансна частота. Для деформованих — дві частоти - вздовж і поперек осі симетрії ядра.



Основний внесок в повні перерізи — від реакцій викидання 1 нуклона  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, n)$

# Розсіяння електронів

- Для дослідження внутрішньої структури ядер використовують **пучки електронів** енергією  $> 100 \text{ MeV}$
- При опису розсіяння електронів на ядрі із спіном  $J = 0$  необхідно врахувати два фактори:
  - у електрона є спін  $1/2$
  - енергія електрона може бути більшою за енергію спокою частинки, на якій відбувається розсіяння (релятивістська фізика)
- Нагадування:

Диференціальний переріз для такого випадку описується **формулою Мотта**

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Мотт}} = \left( \frac{Ze^2}{2E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta / 2} \frac{\cos^2 \theta / 2}{\left( 1 + \frac{2E \sin^2 \theta / 2}{mc^2} \right)}$$



# Розсіяння електронів

- Для опису розсіяння використовують параметр: переданий ядру чотири-імпульс  $q$

$$q^2 = (E_i - E_f)^2 / c^2 - (\vec{p}_i - \vec{p}_f)^2$$

який виражається через енергію та імпульс в початковому ( $i$ ) і кінцевому ( $f$ ) стані

- Оскільки ядро має розміри, то розрахунки за формулою Мотта дають завищені у порівнянні із експериментом диференціальні перерізи. Формфактор  $F(q^2)$ , описує відхилення ядра від точкового

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{екс}} = |F(q^2)|^2 \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Мотт}}$$

- Для пружного розсіяння формфактор залежить від переданого імпульсу і зв'язаний із густиною розподілу ядерної матерії

$$F(q^2) = \int \rho(r) e^{i\vec{q}\vec{r} / \hbar} d\vec{r}$$

Распределение заряда $\rho(r)$		Формфактор $F(\vec{q}^2)$
точечное	$\delta(r)$	1
экспоненциальное	$\rho_0 e^{-\frac{r}{a}}$	$\left(1 + \frac{\vec{q}^2 a^2}{\hbar^2}\right)^{-2}$
Гауссово	$\rho_0 e^{-\left(\frac{r}{a}\right)^2}$	$e^{-\frac{\vec{q}^2 a^2}{4\hbar^2}}$
однородная сфера: $\rho_0$ при $r \leq R$ , 0 при $r > R$		$\frac{3}{\alpha^3}(\sin \alpha - \alpha \cos \alpha),$ где $\alpha =  \vec{q}  R / \hbar$

# Розсіяння електронів

- Формфактор ядра обчислюють, порівнюючи експериментальні дані із розрахунками по формулі Мотта. При цьому підгоночним параметром є розподіл густини розподілу електричного заряду.
- Переріз пружного розсіяння електрона на точковому протоні описується формулою Мотта у вигляді

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{Мотт}} = \left( \frac{e}{2\varepsilon} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{1 + \frac{2\varepsilon}{mc^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

**1961 г. — Р. Хофштадтер**

**Нобелівська премія з фізики**

за піонерські дослідження розсіяння електронів

на ядрах та відкриття, пов'язані із структурою нуклонів



Robert Hofstadter  
(1915-1990)

# Розсіяння електронів на протоні

- Просторовий розподіл електричного заряду і магнітного моменту в протоні описується за допомогою двох формфакторів — електричного ( $G_E$ ) і магнітного ( $G_M$ )
- В такому випадку розсіяння електронів описується формулою Розенблата

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{екс}} = \left[ \frac{G_E^2(q^2) + bG_M^2(q^2)}{1+b} + 2bG_M^2 \operatorname{tg}^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}}$$

$m$  — маса протона

$$b = \frac{-q^2}{4m^2c^2}$$

$$G_E^p(q^2) \approx \frac{G_M^p(q^2)}{2,79} = \frac{G_M^n(q^2)}{1,91} = \frac{1}{(1 + q^2 / q_0^2)^2}$$

$$q_0^2 = 0,71 \text{ ГэВ}^2/c^2.$$

# Розсіяння електронів на нуклонах

Для протона и нейтрона  $G_E(0)$  и  $G_M(0)$

$$G_E^p(0) = 1, G_E^n(0) = 0, G_M^p = 2,79, G_M^n = -1,91$$

$$G_E(0) = Q/e$$

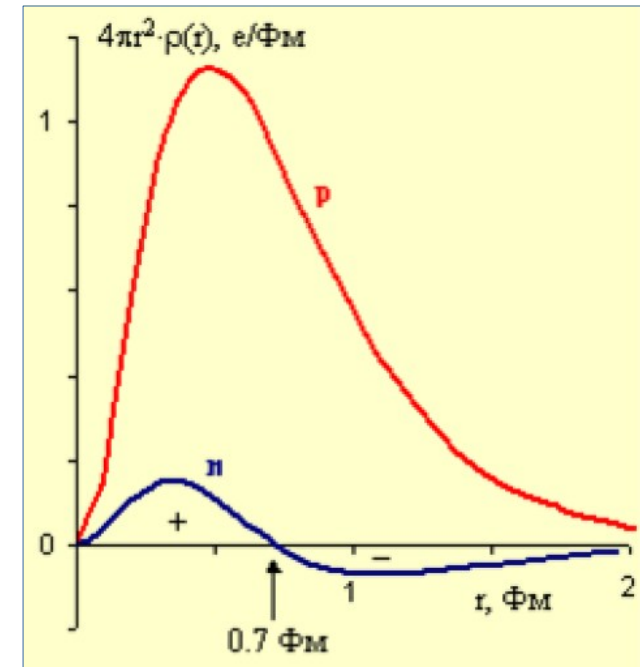
$$G_M(0) = \mu/\mu_N$$

Розподіли магнітних моментів  $p$  і  $n$  співпадають.

- Розміри протона (нема чіткої границі)

$$\rho(r) = \rho(0)\exp(-r/a), \text{ где } \rho(0) = 3 \text{ е/}\Phi\text{М}^3, a = 0.23 \Phi\text{М}$$

Розподіли електричного заряду в  $p$  і  $n$



$$\langle r_E^2 \rangle_p^{1/2} = (0.86 \pm 0.01) \Phi\text{М},$$

$$\langle r_M^2 \rangle_p^{1/2} = (0.86 \pm 0.06) \Phi\text{М}$$

- Розміри нейтрона

$$\langle r_E^2 \rangle_n^{1/2} = (0.10 \pm 0.01) \Phi\text{М}.$$

$$\langle r_M^2 \rangle_n^{1/2} = (0.89 \pm 0.07) \Phi\text{М}.$$

# Розміри К- та π-мезонів

- Одержані із кутових розподілів електронів, які утворились при розсіянні цих мезонів на протоні.

$$\langle r^2 \rangle_{\pi} = 0.44 \pm 0.02 \text{ Фм}^2, \quad (\langle r^2 \rangle_{\pi})^{1/2} = 0.67 \pm 0.02 \text{ Фм};$$

$$\langle r^2 \rangle_K = 0.34 \pm 0.05 \text{ Фм}^2, \quad (\langle r^2 \rangle_K)^{1/2} = 0.58 \pm 0.04 \text{ Фм}$$

$$G_E(Q^2) = (1 + Q^2 / a^2 \hbar^2)^{-1}, \quad a^2 = 6 / \langle r^2 \rangle$$

$Q$  — електричний заряд

# Глибоконепружне розсіяння електронів

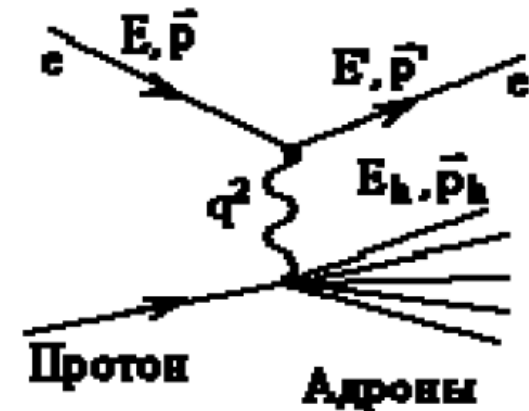
- При глибоконепружному розсіянні народжуються нові частинки.
- По зміні енергії і імпульсу розсіяного електрона можна визначити енергію  $R$  передану електроном а також енергію  $E_h$  і імпульс  $\vec{p}'_h$  продуктів реакції

$$R = E - E',$$

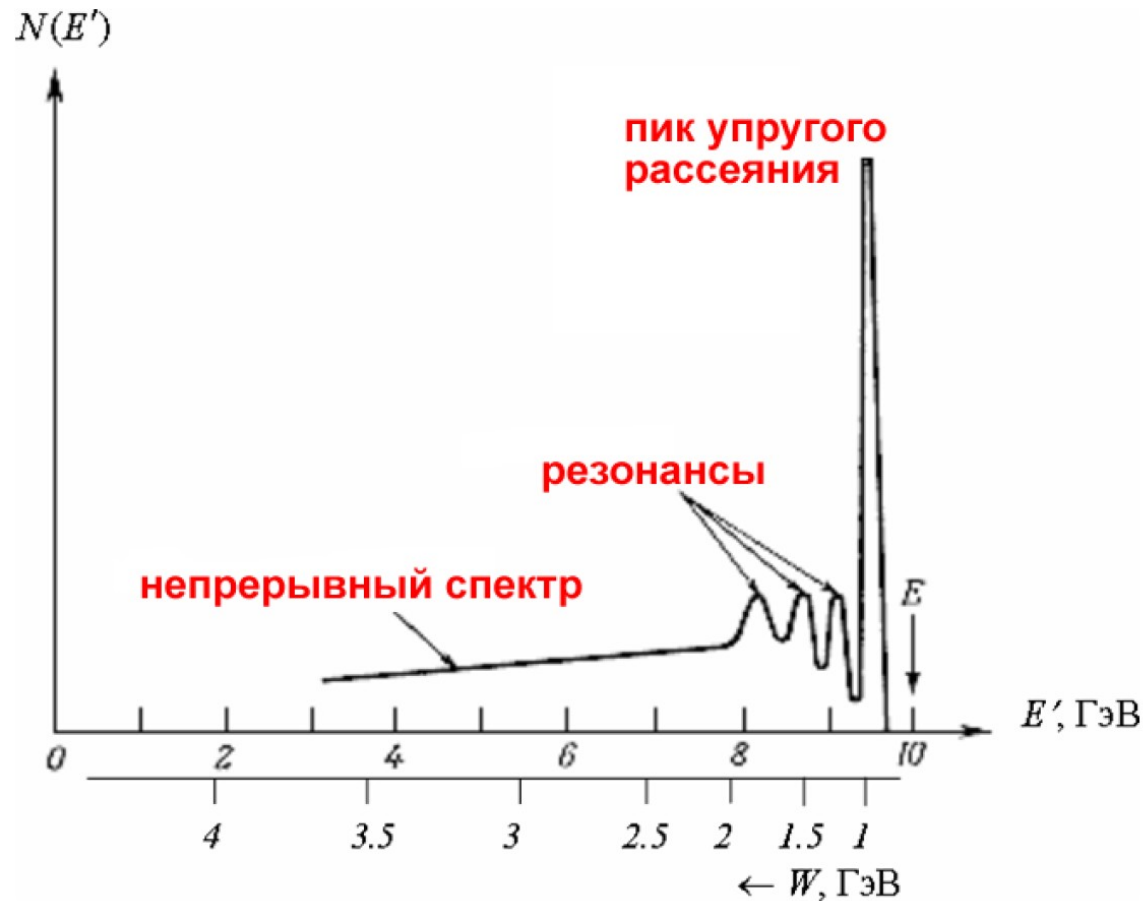
$$E_h = R + mc^2,$$

$$\vec{p}_h = \vec{p} - \vec{p}',$$

$$q^2 = R^2 / c^2 - (\vec{p} - \vec{p}')^2$$



# Схематичний спектр електронів розсіяних на протоні при 10 ГеВ



Кутові розподіли при резонансному розсіянні електронів подібні до розсіяння на протоні. Тобто, збуджені стани протона мають просторові розміри із схожою структурою, як для протонів.

Видно резонанси, які відповідають збудженим станам протона. Найближчий до пружного піка — так званий резонанс  $\Delta(1232)$



# Глибоконепружне розсіяння електронів на протоні

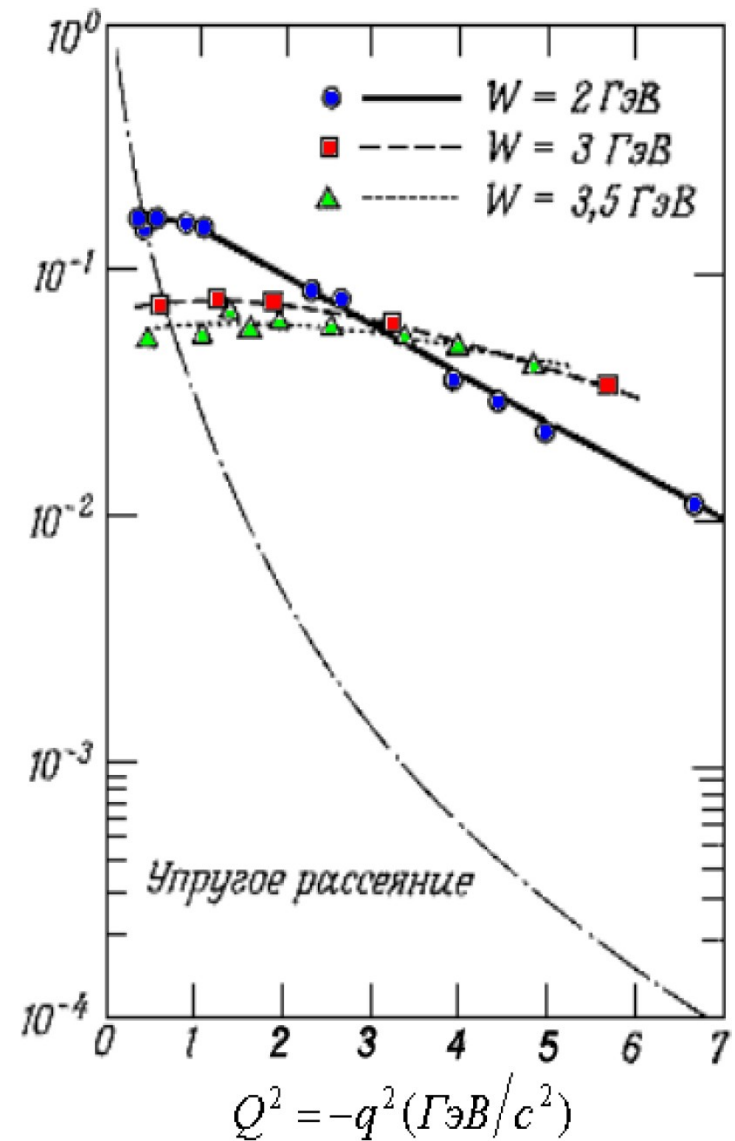
- Характер поведінки непружних перерізів для неперервної частини спектра показує незалежність від переданого чотири-імпульсу.

- Отже, із збільшенням переданого імпульсу ми наче зондуємо протон фотонами все більш короткої довжини хвилі, і вони не виявляють ніякої просторових розмірів:

Формфактор один і той же, є константою. А це можливо лише в одному випадку — коли відбувається розсіяння на точковому об'єкті (формфактор для  $\delta$ -функції)

- Ці точкові центри розсіяння називаються **партонами**

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} / \frac{d\sigma_M}{d\Omega}$$



# Глибоконепружне розсіяння електронів на протоні

**1990 р. Нобелівська премія по фізиці**

За піонерські дослідження глибоконепружного розсіяння електронів на протоні, які були суттєво важливими для розвитку кваркової моделі.

Результати цих досліджень підтверджують, що нуклон - це частинка, складена із трьох валентних кварків, віртуальних морських кварків-антикварків та глюонів.

**Партони = кварки**



Jerome I. Friedman  
р. 1930



Henry W. Kendall  
(1926-1999)



Richard E. Taylor  
р. 1929

