



# Ядерная физика и Человек

# ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

# Ядерные реакции

1919 г. РЕЗЕРФОРД

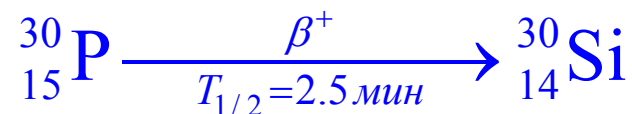
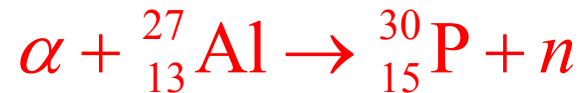


## ВХОДНОЙ И ВЫХОДНОЙ КАНАЛЫ РЕАКЦИИ

1. Сильные взаимодействия
2. Электромагнитные взаимодействия
3. Слабые взаимодействия

# Ядерные реакции

Ядерные реакции – основной метод изучения структуры и свойств атомных ядер. В ядерных реакциях изучаются механизмы взаимодействия частиц с атомными ядрами, механизмы взаимодействия между атомными ядрами. В результате ядерных реакций получают новые не встречающиеся в естественных условиях изотопы и химические элементы.





# Сечение реакции $\sigma$ и число событий $N$

$$\frac{dN(\theta, \varphi)}{d\Omega} = j \cdot n \cdot l \cdot s \cdot \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$$

$$N = j \cdot n \cdot l \cdot s \cdot \sigma$$

- $N$  – число событий в секунду,
- $j$  – поток частиц  $a$  через  $1 \text{ см}^2$  поверхности мишени,
- $n$  – число частиц  $b$  в  $1 \text{ см}^3$  мишени,
- $s$  – площадь мишени в  $\text{см}^2$ ,
- $l$  – толщина мишени в  $\text{см}$ ,
- $\sigma$  – сечение реакции.

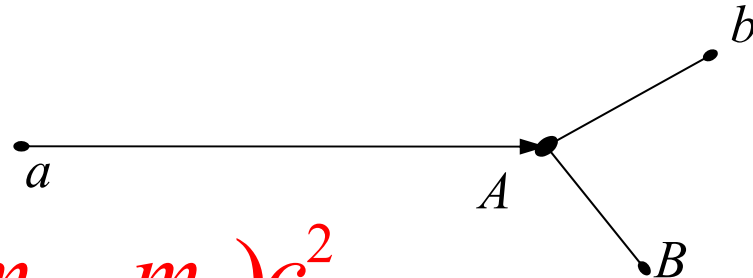
$$\begin{array}{ccccccc} N & j & n & l & s & \sigma \\ \left| \frac{\text{события}}{\text{сек}} \right| = \left| \frac{\text{число частиц } a}{\text{сек} \times \text{см}^2} \right| \left| \frac{\text{число частиц } b}{\text{см}^3} \right| |\text{см}| |\text{см}^2| |\text{см}^2| \end{array}$$

# Законы сохранения в ядерных реакциях



1. Закон сохранения числа нуклонов
2. Закон сохранения электрического заряда
3. Закон сохранения энергии
4. Закон сохранения импульса

## Энергия реакции $Q$



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

## Порог реакции

$$E_{\text{порог}} = \frac{(m_a + m_A - m_b - m_B)(m_a + m_A + m_b + m_B)c^2}{2m_A}$$

$$E_{\text{порог}} = |Q| \left( 1 + \frac{m_a}{m_A} + \frac{Q}{2m_A} \right) \approx |Q| \left( 1 + \frac{m_a}{m_A} \right)$$

# Классификация ядерных реакций

При классификации ядерных реакций по времени протекания в качестве временного масштаба используют ядерное время – время пролёта частицы через ядро:

$$\tau_{\text{я}} = \frac{2R}{v} \approx 10^{-22} \text{ с}$$

**1.** Если время реакции  $t_p \approx \tau_{\text{я}}$ , то это **прямая реакция**.

Налетающая частица  $a$  передаёт энергию одному-двум нуклонами ядра, не затрагивая остальных, и они сразу покидают ядро, не успев обменяться энергией с остальными нуклонами. Например, реакция (p, n) может произойти в результате столкновения протона с одним нейтроном ядра. К прямым процессам относятся реакции срыва (d,p), (d,n) и реакции подхвата (p,d), (n,d), реакции фрагментации, при которых нуклон высокой энергии, сталкиваясь с ядром, выбивает из него фрагмент, состоящий из нескольких нуклонов.

**2.** Если  $t_p \gg \tau_{\text{я}}$ , то реакция идёт через **составное ядро**. Налетающая частица  $a$  и нуклон, которому она передала энергию, «запутываются» в ядре. Энергия распределяется среди многих нуклонов, и у каждого нуклона энергия недостаточна для вылета из ядра. Лишь через сравнительно большое время в результате случайных перераспределений она концентрируется на одном из нуклонов или нескольких связанных нуклонах, и они покидают ядро. Механизм составного ядра предложен Нильсом Бором в 1936 г.

# Составное ядро

В классическом пределе сечение взаимодействия точечной частицы с мишенью радиуса  $R$  описывается величиной

$$\sigma = \pi R^2$$

При переходе к квантовому описанию процесса взаимодействия нейтрона с ядром необходимо учесть, что налетающий нейтрон имеет длину волны  $\hat{\lambda}_n$ , которая зависит от энергии нейтрона  $E$

$$\hat{\lambda}_n(\text{ФМ}) = \frac{4,5}{\sqrt{E(\text{МэВ})}}$$

Поэтому вместо классического сечения в квантовом случае сечение взаимодействия нейтрона с ядром радиуса  $R$  описывается соотношением

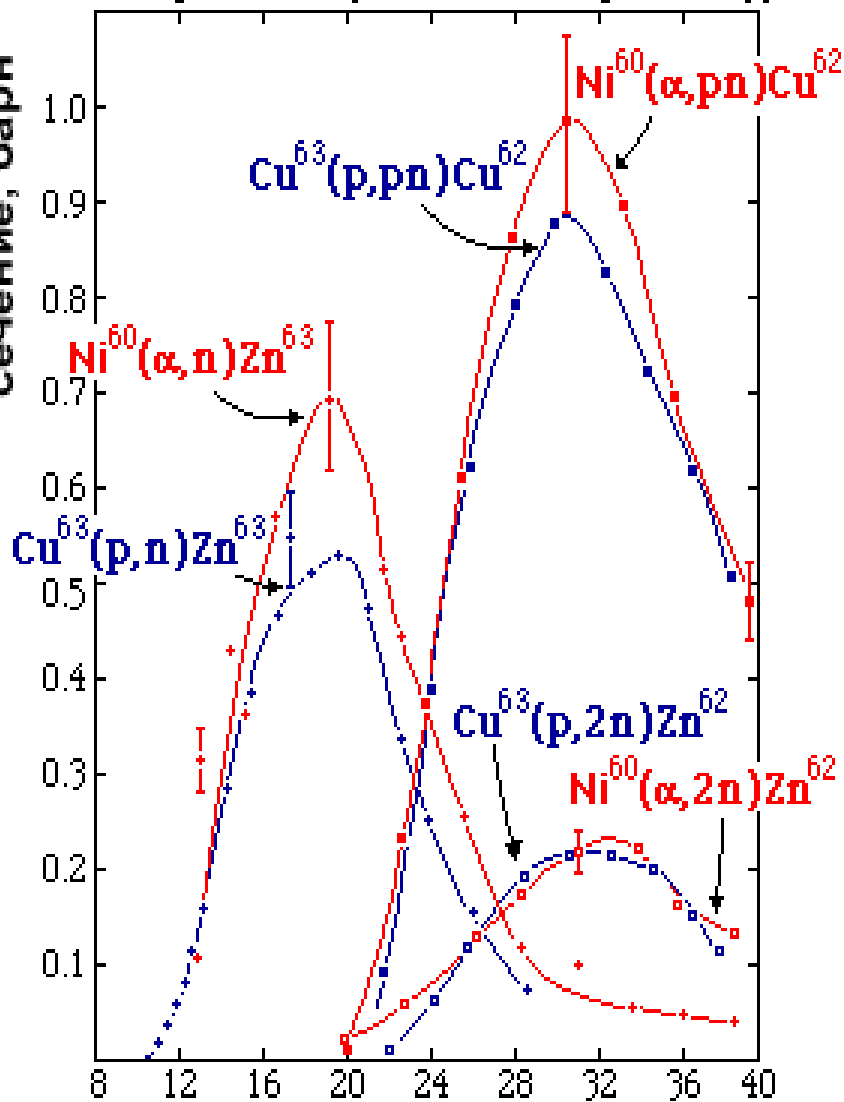
$$\sigma_0 = \sigma_{\text{геом}} = \pi (R + \hat{\lambda}_n)^2$$

# Составное ядро $^{64}\text{Zn}$

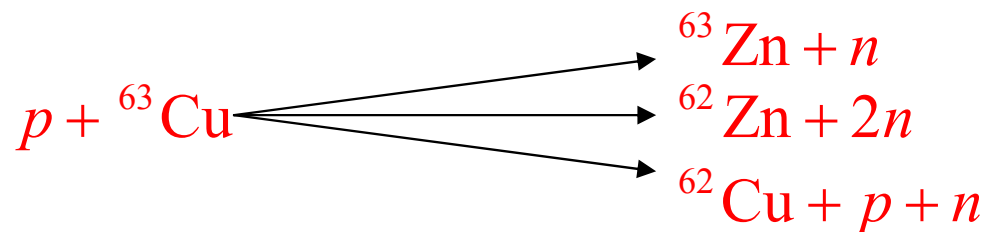
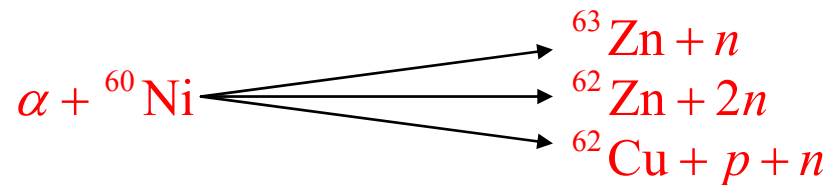
энергия протона, МэВ

5 9 13 17 21 25 29 33

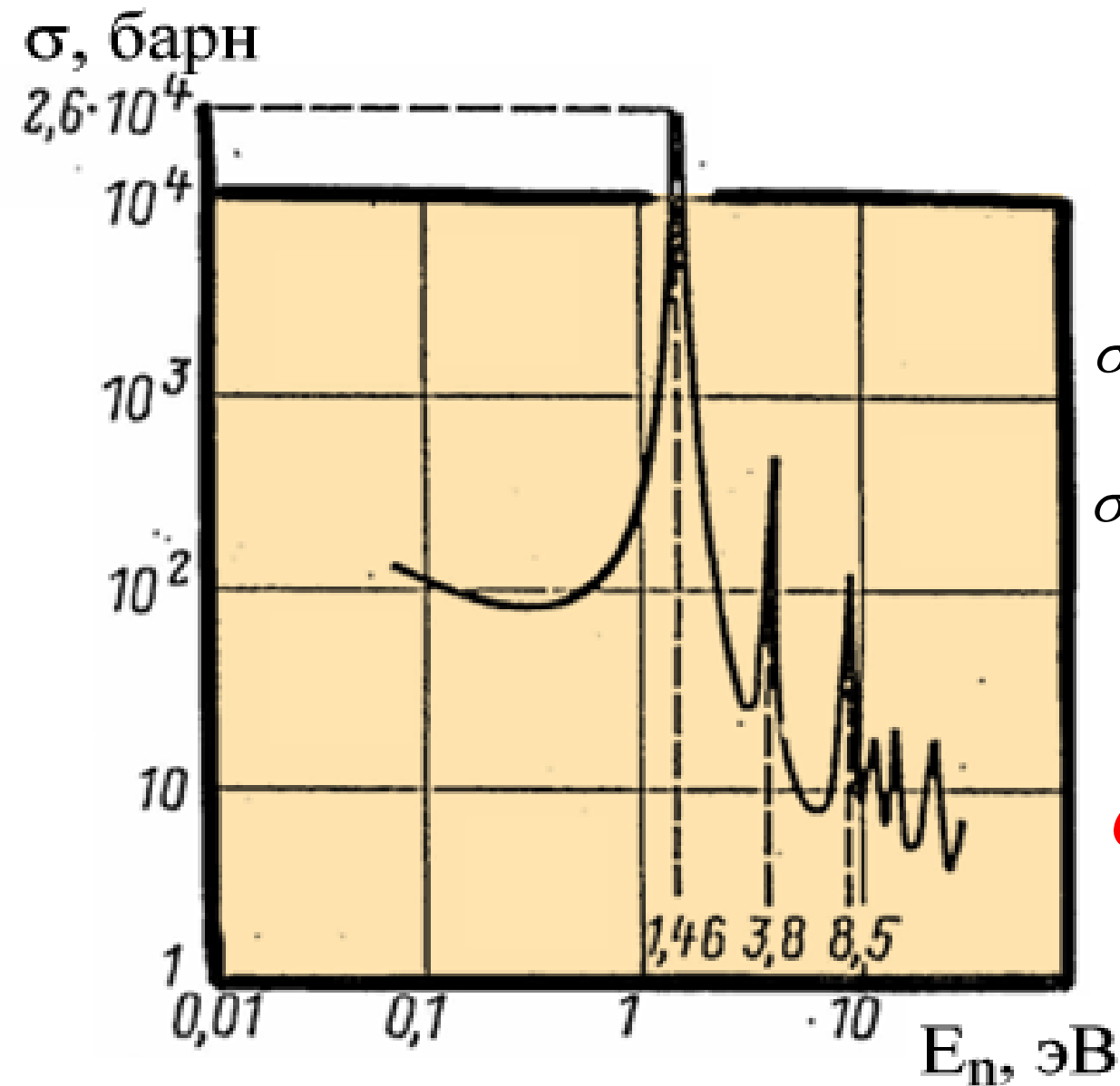
сечение, барн



энергия  $\alpha$ -частицы, МэВ



# Тепловые нейтроны ( $E \leq 10$ эВ)



$$\sigma(^{113}_{48}\text{Cd}) = 2,6 \cdot 10^4 \text{ барн}$$

$$\sigma(^{135}_{54}\text{Xe}) = 3,5 \cdot 10^6 \text{ барн}$$

$$\sigma \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \sim \frac{1}{v_n}$$

# Реакции под действием нейтронов



Enrico Fermi  
(1901-1954)

**Нобелевская премия по физике**

**1938 г. — Э. Ферми**

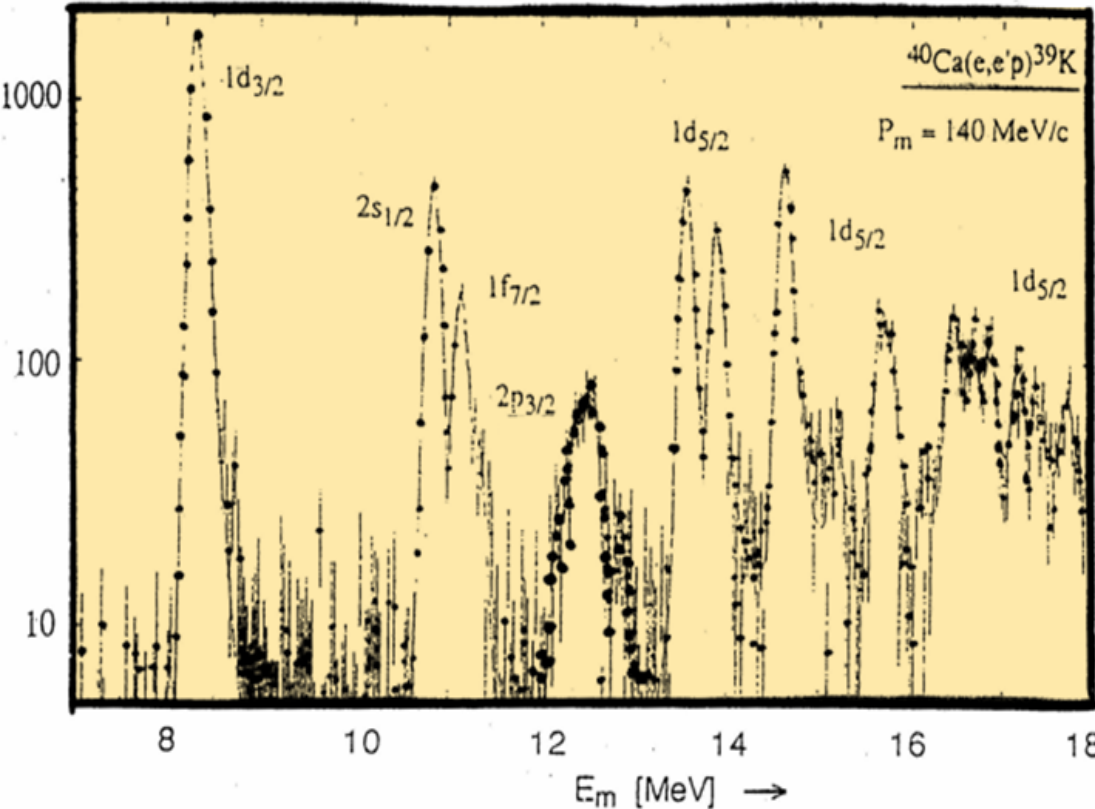
**За демонстрацию существования новых радиоактивных элементов, полученных с помощью нейтронного облучения и за открытие реакций, вызванных медленными нейтронами.**

# Прямые ядерные реакции срыва и подхвата

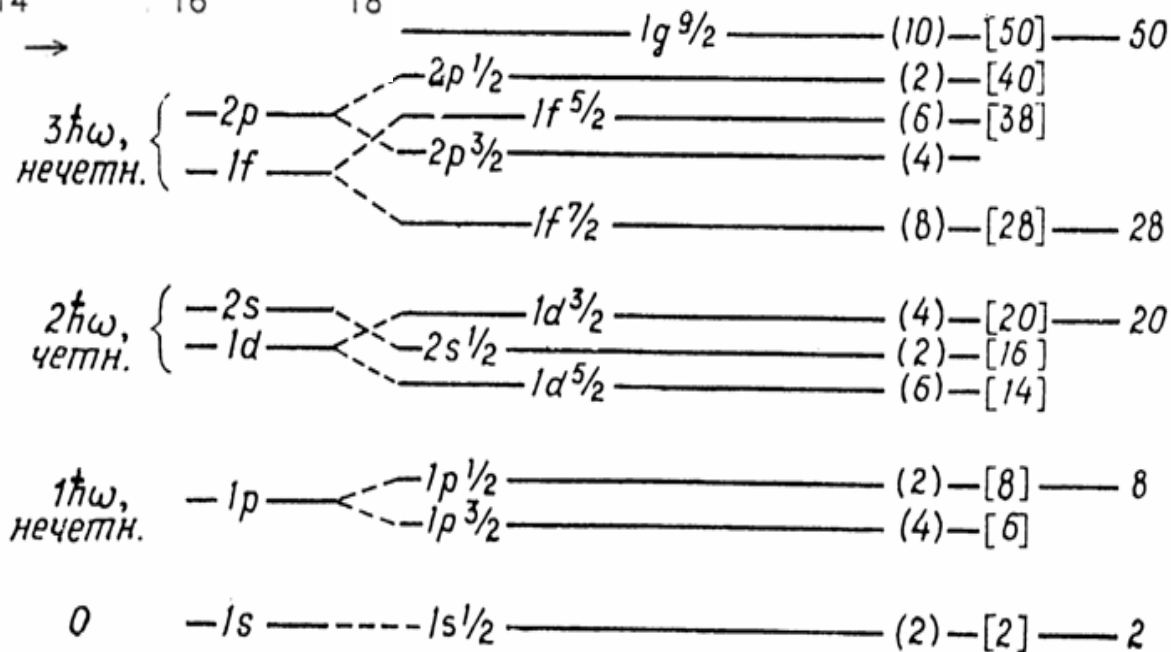


Примером прямых реакций являются реакции срыва и подхвата ( $d, p$ ), ( $d, n$ ), ( $p, d$ ), ( ${}^3\text{He}, \alpha$ ), ( $d, t$ ) и т. д. Эти реакции называют также **реакциями однонуклонной передачи**, так как в них налетающая частица и ядро-мишень обмениваются одним нуклоном.

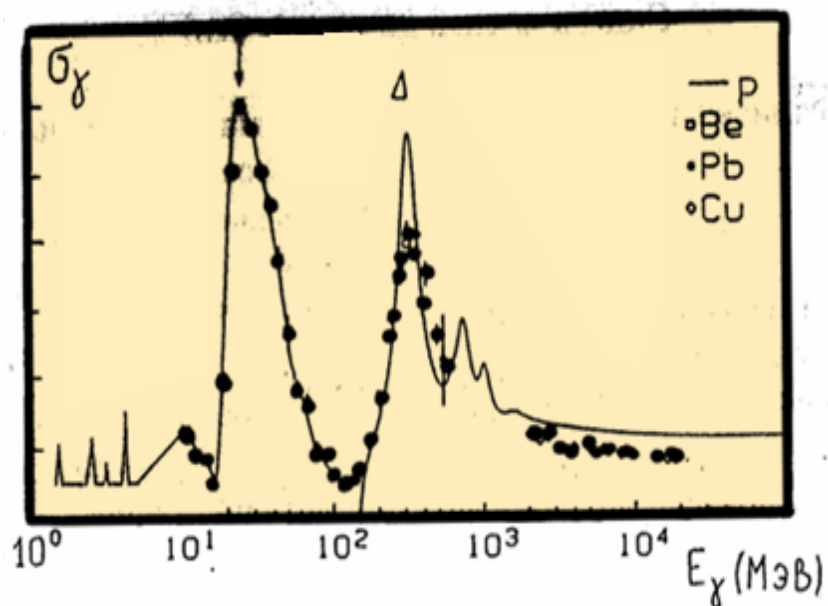




$^{40}\text{Ca}(e,e'p)^{39}\text{K}$



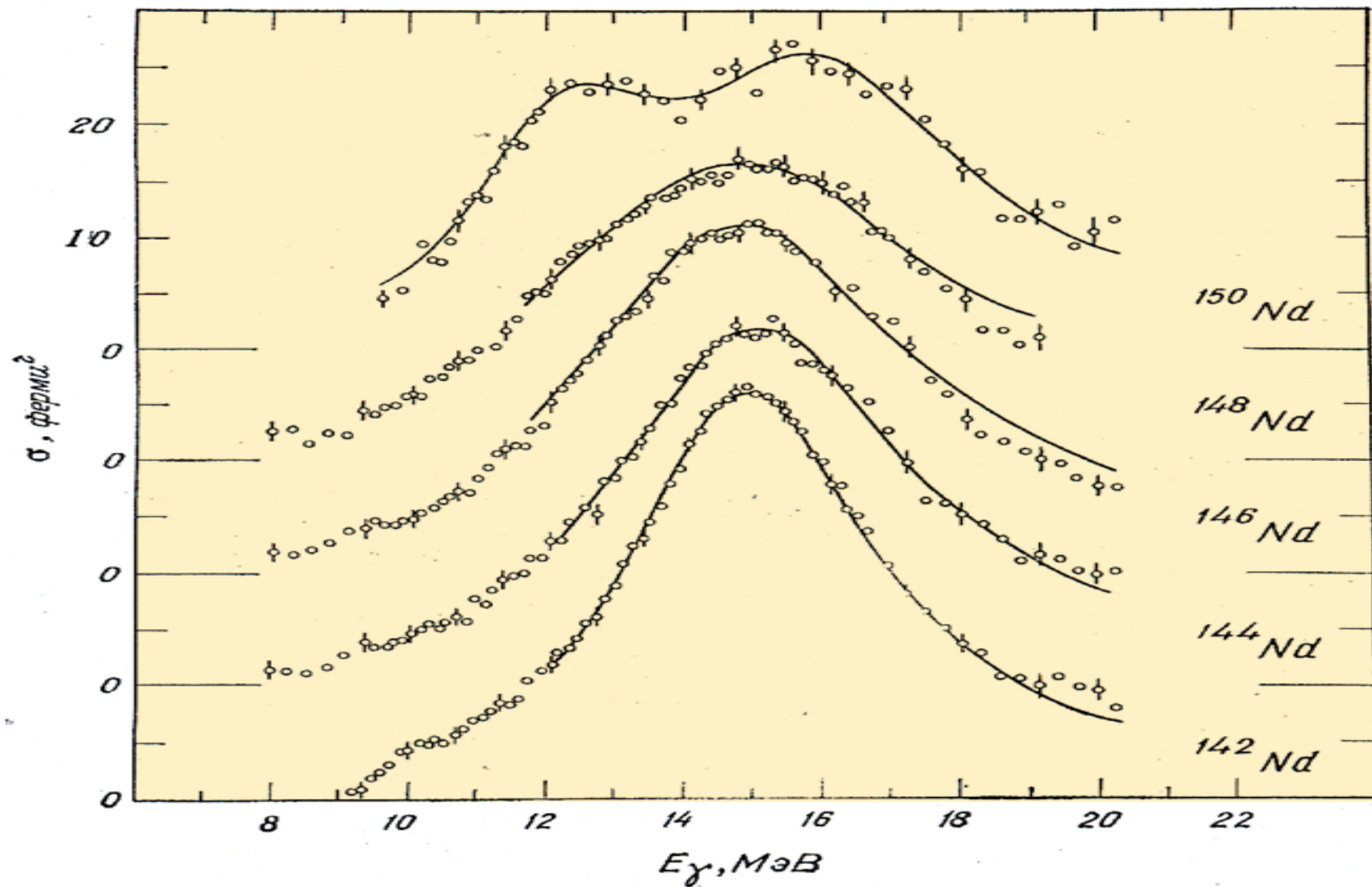
# Взаимодействие $\gamma$ -квантов с атомными ядрами



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

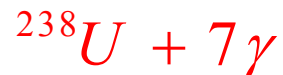
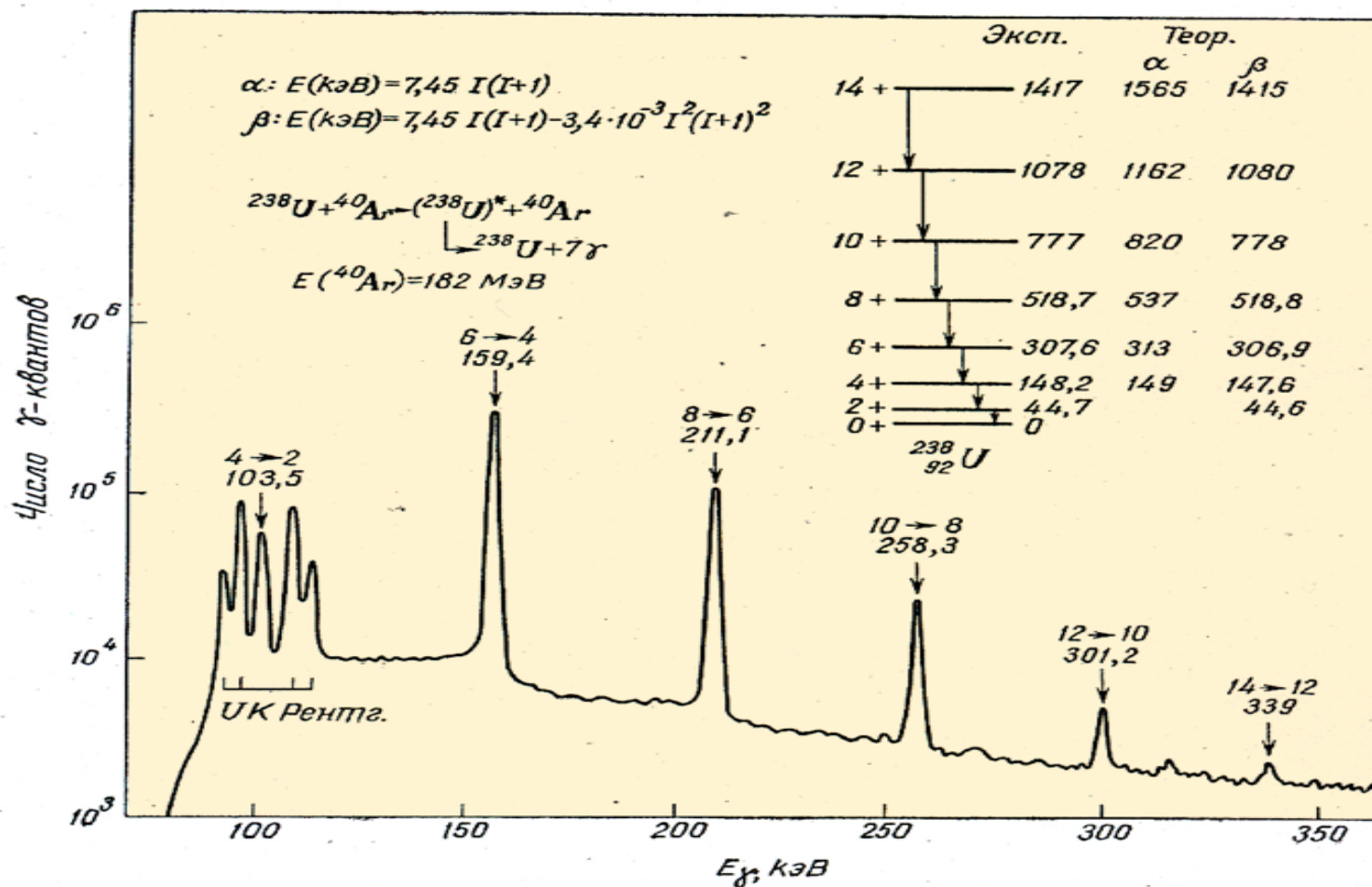
# Пример

## Взаимодействие $\gamma$ -квантов с изотопами Nd



Сечения фотопоглощения чётно-чётных изотопов неодима

# Кулоновское возбуждение вращательных состояний атомных ядер



# Формула Резерфорда

Рассеяние точечной заряженной частицы на точечном объекте

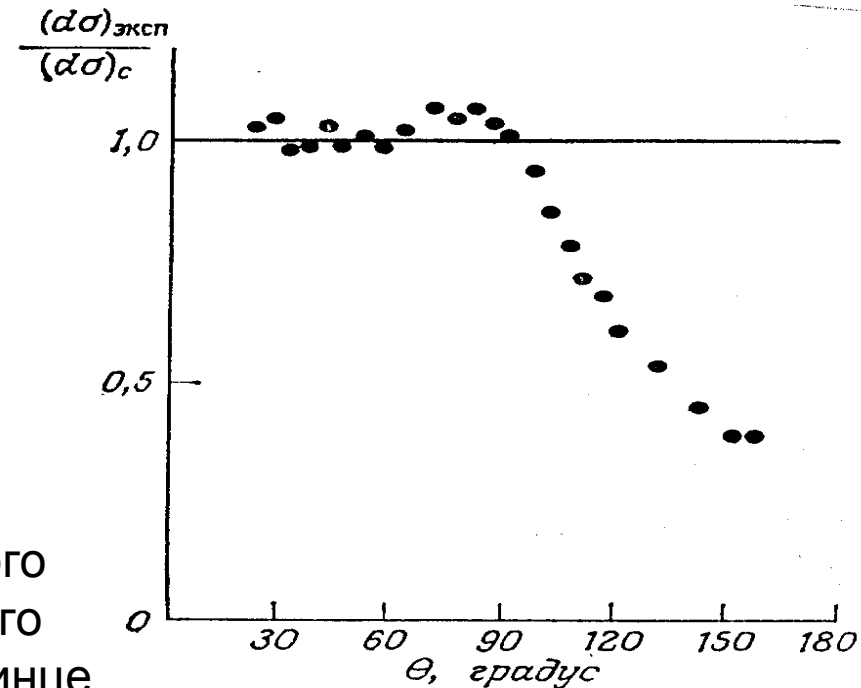
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{z_1 z_2 e^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}},$$

$z_1$  - заряд налетающей частицы,

$z_2$  - заряд рассеивающей частицы,

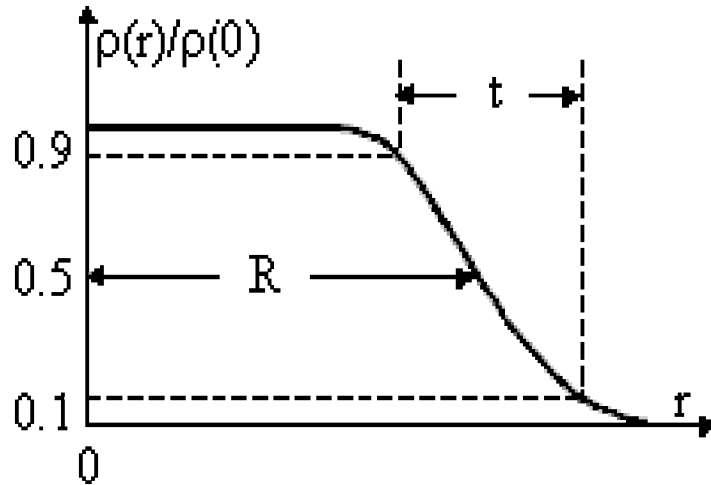
$E$  - энергия налетающей частицы,

$\theta$  - угол рассеяния налетающей частицы.



Зависимость отношения измеренного эффективного сечения к сечению кулоновского рассеяния от угла рассеяния в случае упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц с энергией 22 МэВ на свинце

# Размер ядра



$$R = 1,2A^{1/3}$$

$$t = 2,5 \text{ фм}$$

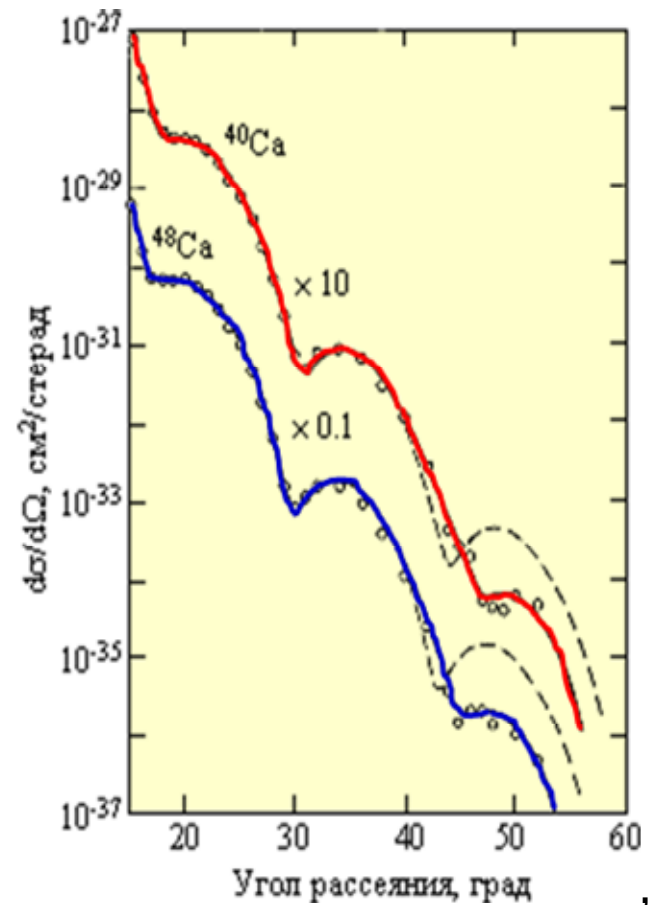
$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R)/a]},$$

$\rho_0$  — плотность ядерной материи в центре ядра,

$R$  — радиус ядра — расстояние, на котором плотность ядерной материи спадает в два раза,

$t$  — параметр диффузности (спад плотности от  $0.9 \rho_0$  до  $0.1 \rho_0$ ).

$$t = 4,4a.$$



# Размеры протона и нейтрона

Распределения электрического заряда и магнитного момента протона

$$\langle r_E^2 \rangle_p^{1/2} = (0.86 \pm 0.01) \text{ Фм}, \quad \langle r_M^2 \rangle_p^{1/2} = (0.86 \pm 0.06) \text{ Фм}.$$

Распределения электрического заряда и магнитного момента нейтрона

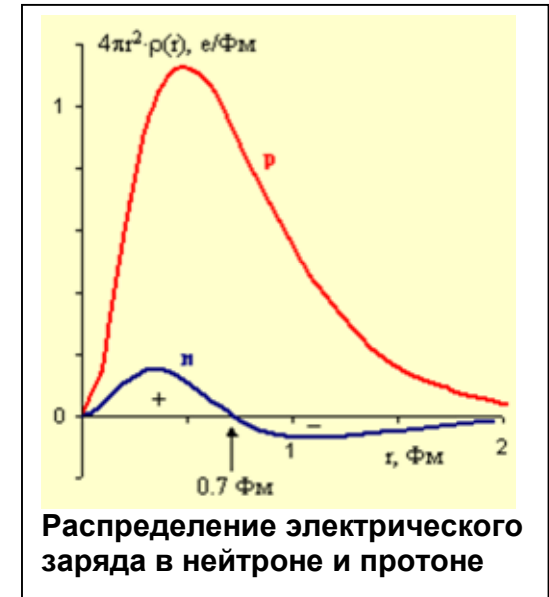
$$\langle r_E^2 \rangle_n^{1/2} = (0.10 \pm 0.01) \text{ Фм}, \quad \langle r_M^2 \rangle_n^{1/2} = (0.89 \pm 0.07) \text{ Фм}.$$

- Размер протона  $\sim 0.8$  Фм. Размер нейтрона приблизительно такой же.
- Протон лишен четкой границы. Плотность заряда в протоне плавно убывает по закону  $\rho(r) = \rho(0)\exp(-r/a)$ , где  $\rho(0) = 3 \text{ е/Фм}^3$ ,  $a = 0.23 \text{ Фм}$ .

- Среднее от квадрата радиуса протона

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) r^2 dr}{\int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) dr} = 0,62 \text{ Фм}^2.$$

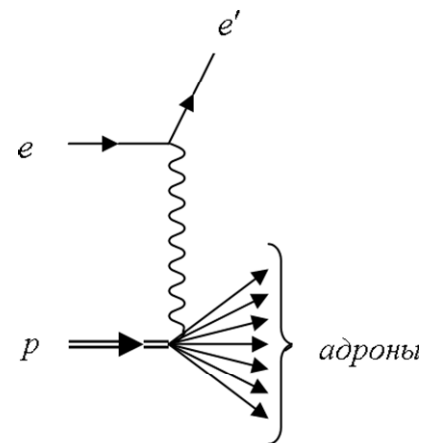
- Отличие величины  $\langle r_E^2 \rangle_n^{1/2}$  от нуля означает, что заряд нейтрона только после усреднения по всему объему нейтрона равен нулю.
- В нейтроне центральная часть ( $r < 0.7 \text{ Фм}$ ) заряжена положительно, периферийная часть — отрицательно.
- Распределения магнитных моментов протона и нейтрона совпадают.



Распределение электрического заряда в нейтроне и протоне

Данные о структуре нуклона свидетельствуют о том, что нуклон имеет сложную внутреннюю структуру. По современным представлениям он состоит из кварков, взаимодействующих посредством обмена квантами сильного взаимодействия — глюонами.

# Глубоко неупругое рассеяние электрона на протоне



Для анализа глубоко неупругого процесса удобно использовать введенную Дж. Бьёркеном Лоренц-инвариантную безразмерную переменную

$$x = \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2M\nu}.$$

Поскольку  $x$  безразмерна, то на неё не влияют масштабы образующих её величин (импульса, энергии, массы). **Переменную  $x$  называют бьёркеновской масштабной переменной.**

Величина  $x$  является мерой неупругости процесса.

Для упругого рассеяния  $W = M$

$$2M\nu - Q^2 = 0, \quad \text{что даёт } x = 1.$$

Для неупругого рассеяния  $W > M$

$$2M\nu - Q^2 > 0, \quad \text{что даёт } 0 < x < 1.$$

Используя бьёркеновскую переменную  $x$ , две имеющие размерность структурные функции  $W_1(Q^2, \nu)$  и  $W_2(Q^2, \nu)$  заменяют на две безразмерные структурные функции:

$$F_1(x, Q^2) = Mc^2 W_1(Q^2, \nu)$$

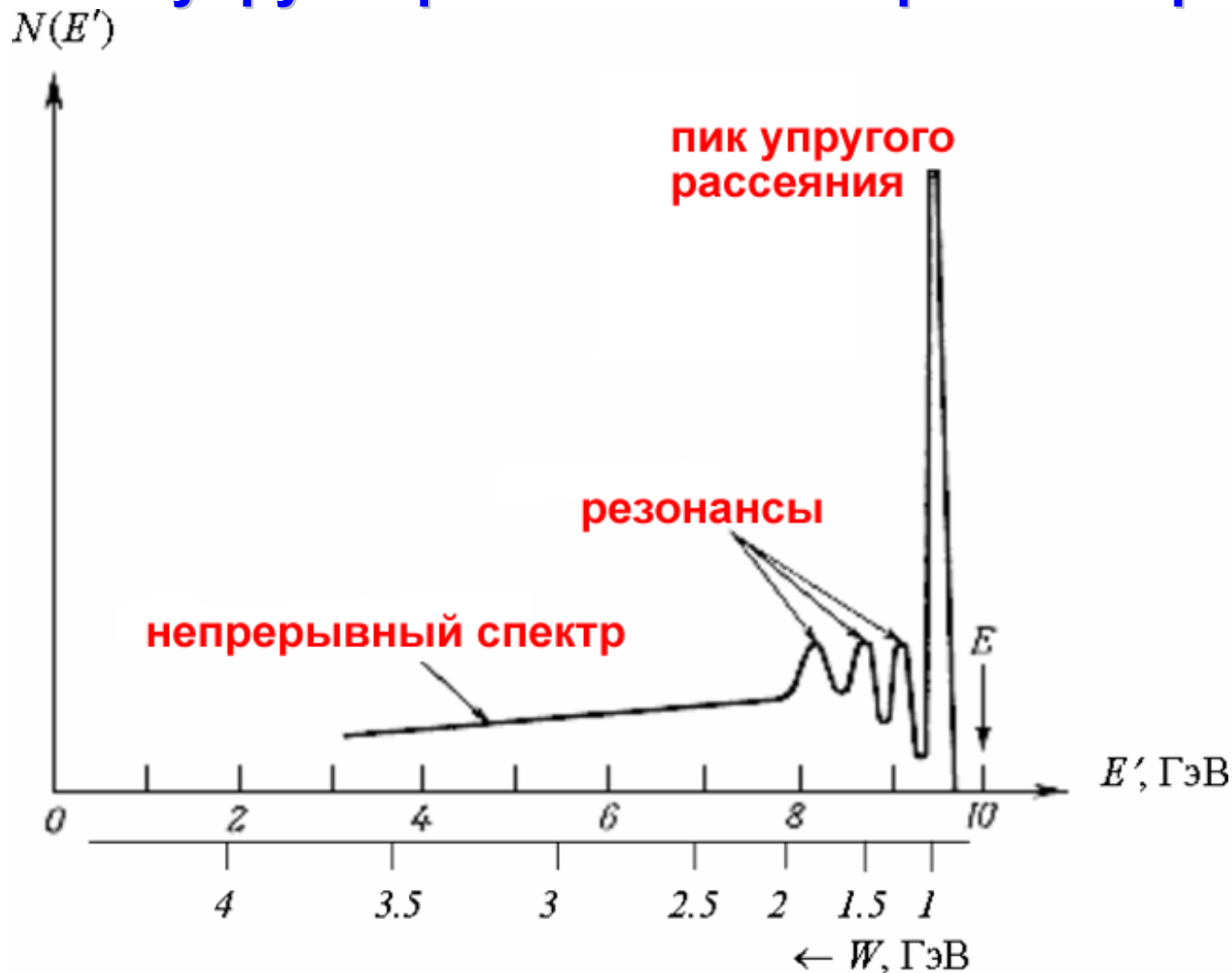
$$F_2(x, Q^2) = \nu \cdot W_2(Q^2, \nu)$$

Извлеченные из экспериментальных сечений электрон-нуклонного рассеяния в области непрерывного спектра  $F_1(x, Q^2)$  и  $F_2(x, Q^2)$  при фиксированном  $x$  либо очень слабо зависят от  $Q^2$ , либо при больших  $x$  не зависят от  $Q^2$ . Независимость структурных функций от  $Q^2$  означает, что рассеяние электронов происходит на точечном заряде. Так как нуклоны – протяженные объекты, то это означает, что

**нуклоны состоят из точечноподобных конституэнтов**

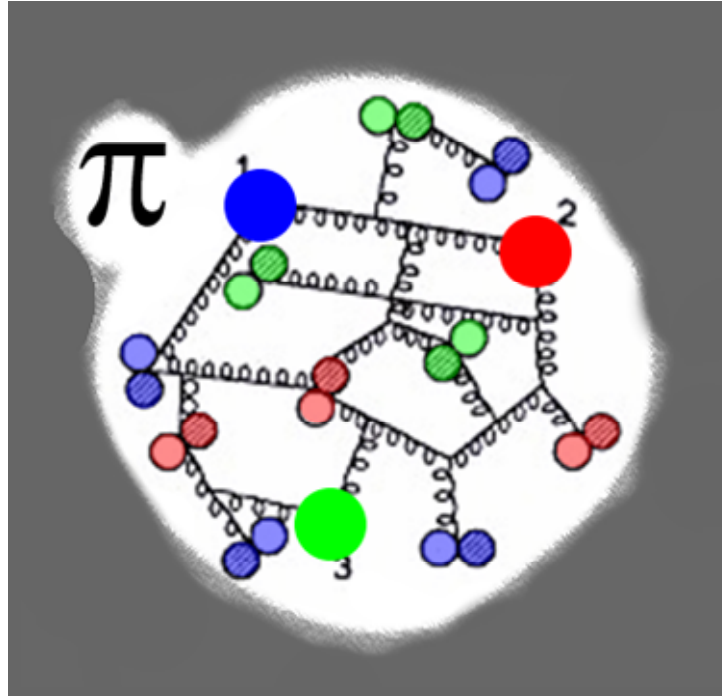


# Глубоконеупругое рассеяние электрона на протоне



**Схематический спектр электронов  
с энергией  $E \approx 10$  ГэВ,  
рассеянных на нуклоне**

# Структура протона

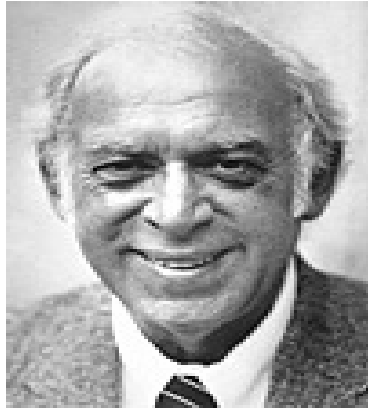


В экспериментах по глубоко неупругому рассеянию электронов и нейтрино были определены заряды и спины партонов внутри нуклона.

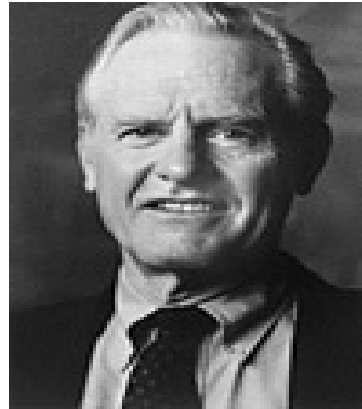
1. Внутри нуклона обнаружены точечноподобные объекты – партоны, в которых сосредоточена вся масса нуклона. Размер партонов  $< 10^{-17}$  см.
2. Заряженные партоны имеют характеристики кварков – их спин  $1/2$ , а заряды в единицах  $e$  либо  $+2/3$ , либо  $-1/3$ .
3. Нейтральные партоны, отождествляемые с глюонами, несут около половины внутренней энергии нуклона.

Результаты этих исследований подтверждают, что нуклон это частица, состоящая из трех валентных кварков, виртуальных морских кварков-антикварков и глюонов.

# Глубоконеупругое рассеяние электронов на нуклоне



**Jerome I. Friedman**  
р. 1930



**Henry W. Kendall**  
(1926-1999)



**Richard E. Taylor**  
р. 1929

## Нобелевская премия по физике

**1990 г.** — Дж. Фридман, Г. Кендалл и Р. Тейлор

**За пионерские исследования глубоконеупругого рассеяния электронов на протонах и связанных нейтронах, существенно важных для разработки кварковой модели в физике частиц.**

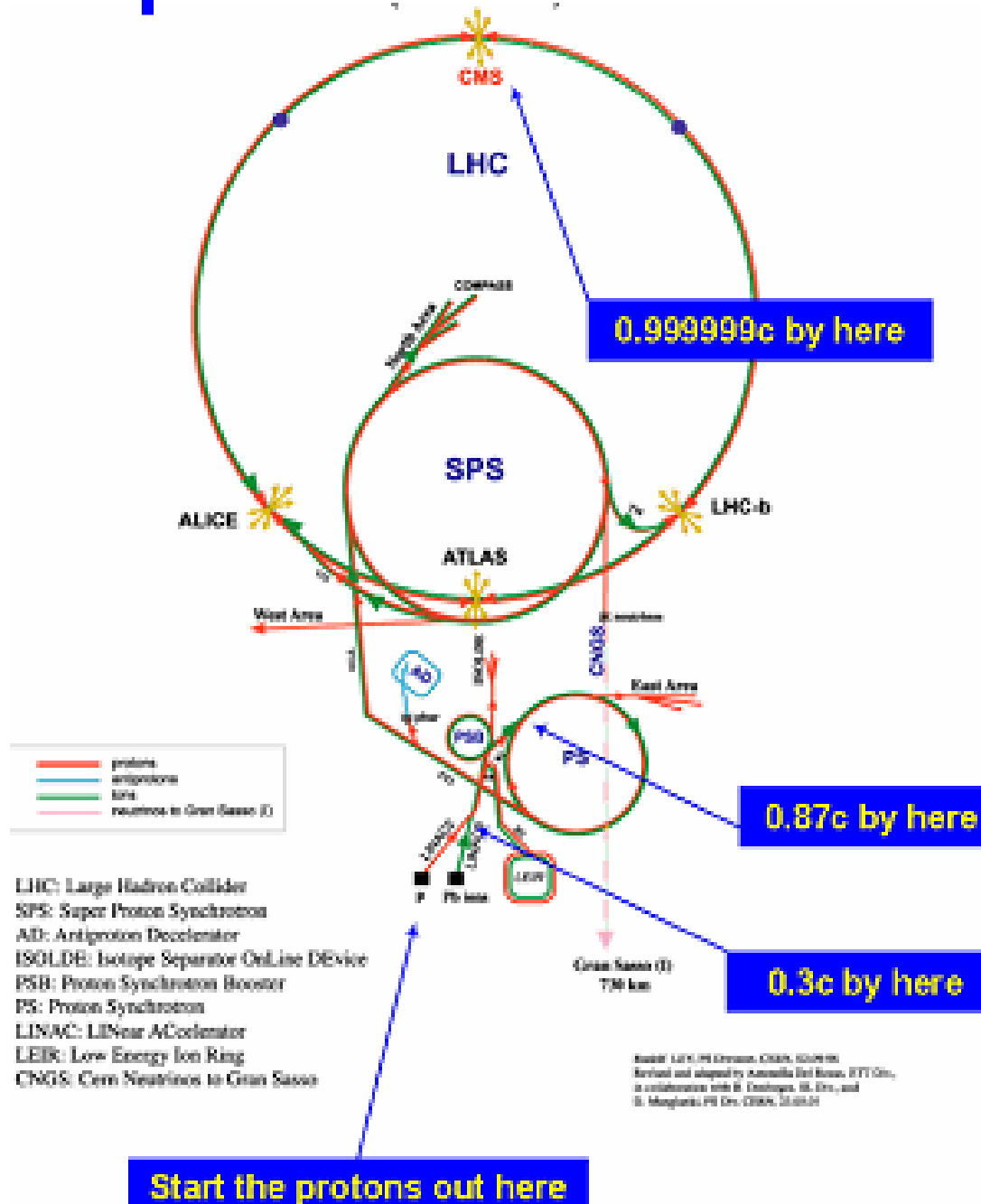
# **Столкновения релятивистских ядер**

# CERN - ЦЕРН

Европейская организация ядерных исследований



# Ускорительный комплекс ЦЕРН







Длина тоннеля – 27 км



# Детектор ATLAS



## Detector characteristics

Width: 44m  
Diameter: 22m  
Weight: 7000t

CERN AC - ATLAS V1997

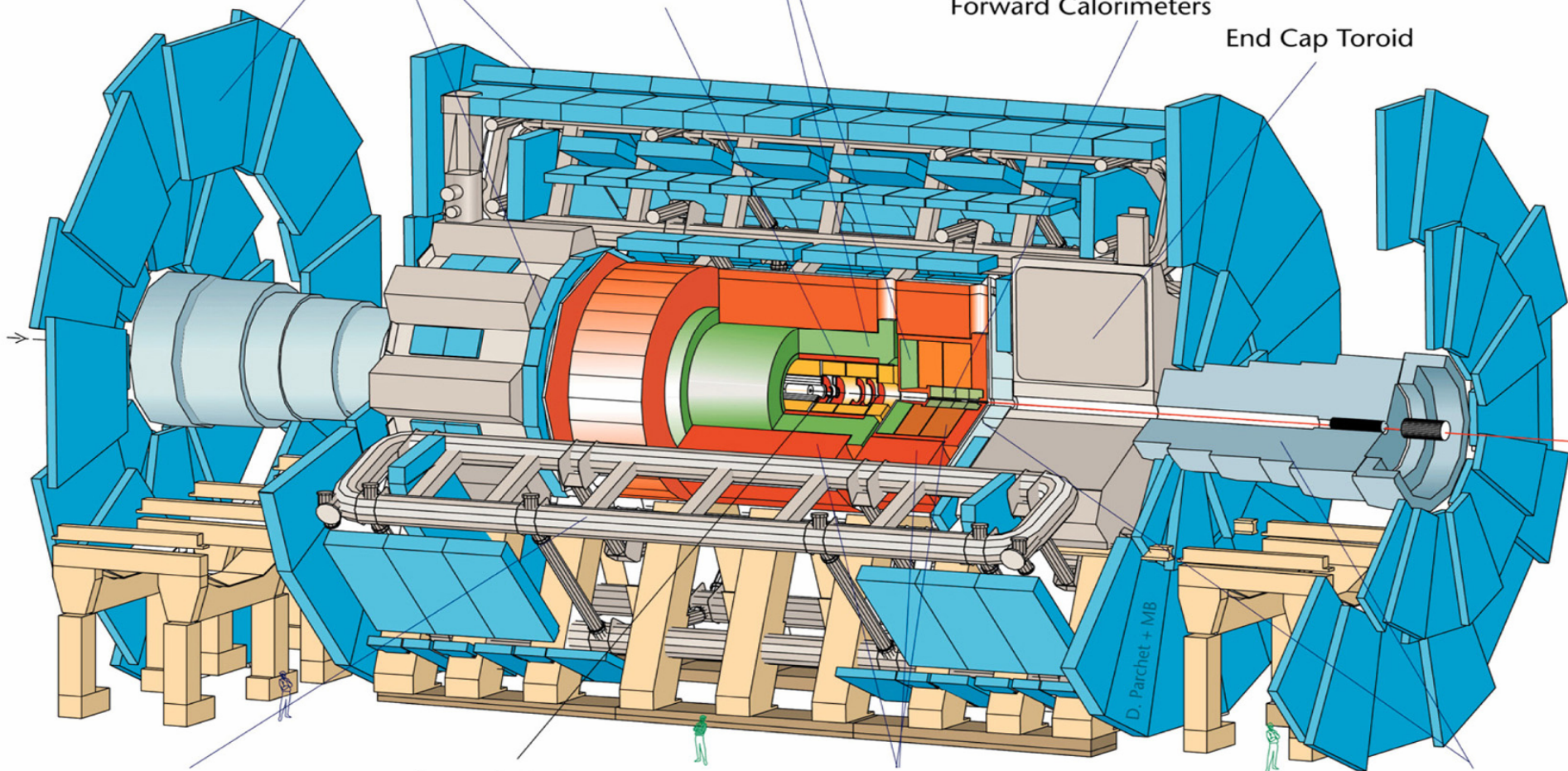
Muon Detectors

Electromagnetic Calorimeters

Solenoid

Forward Calorimeters

End Cap Toroid



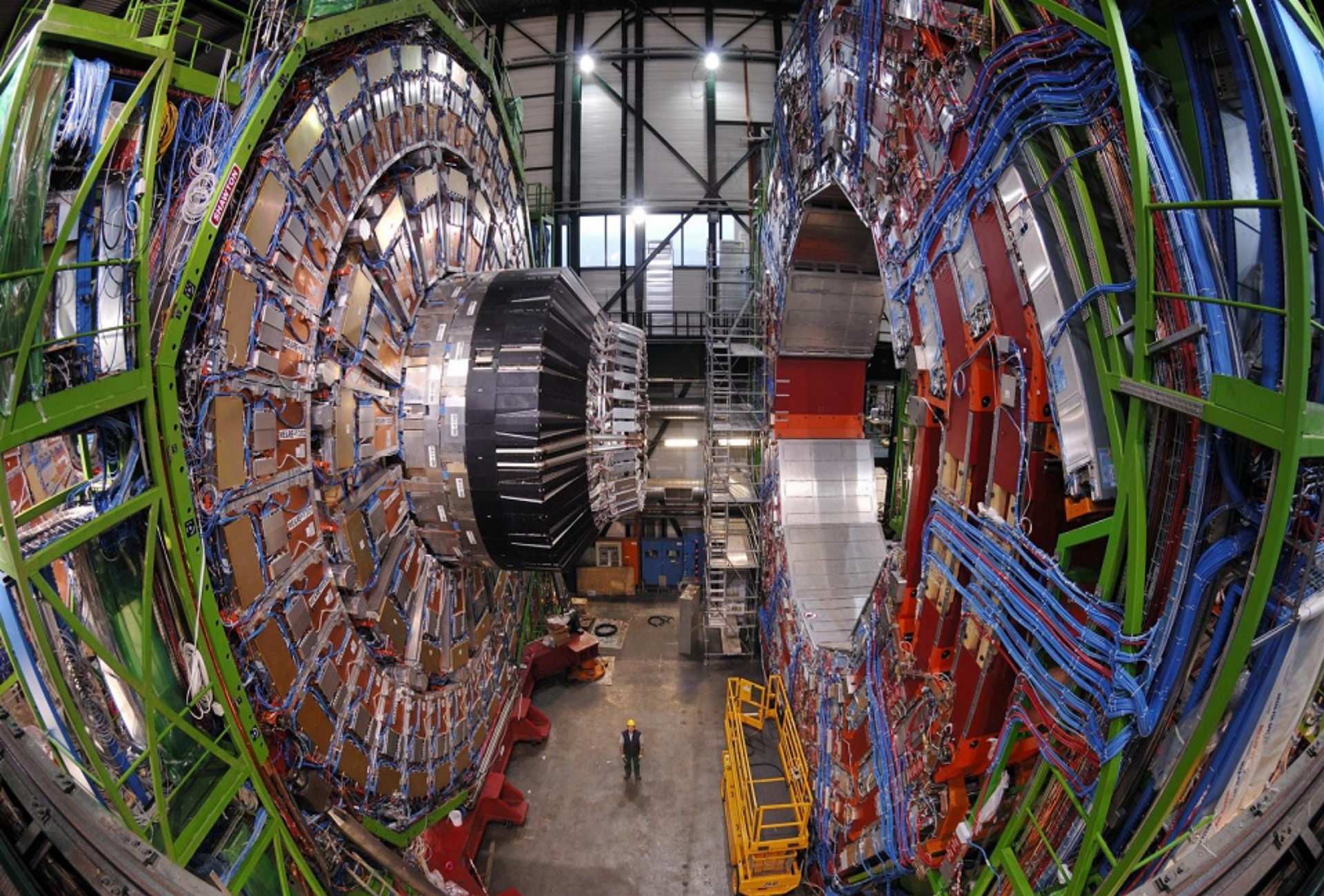
Barrel Toroid

Inner Detector

Hadronic Calorimeters

Shielding



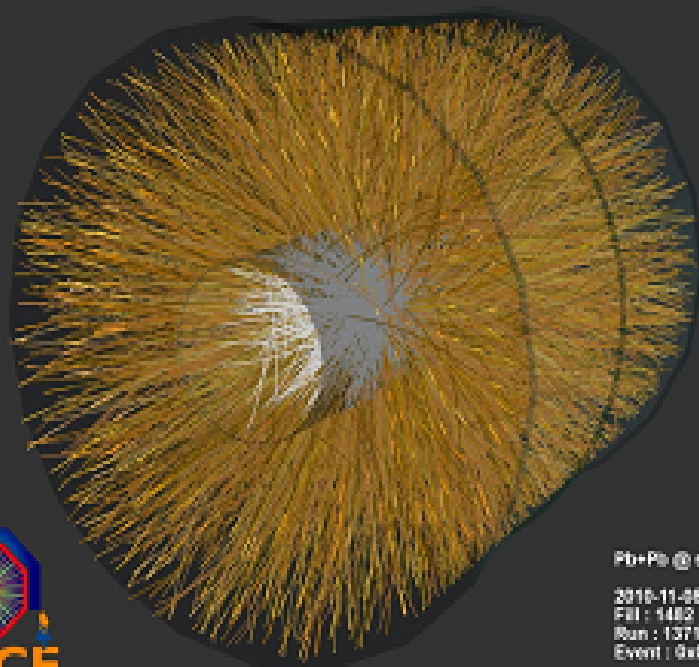


CMS

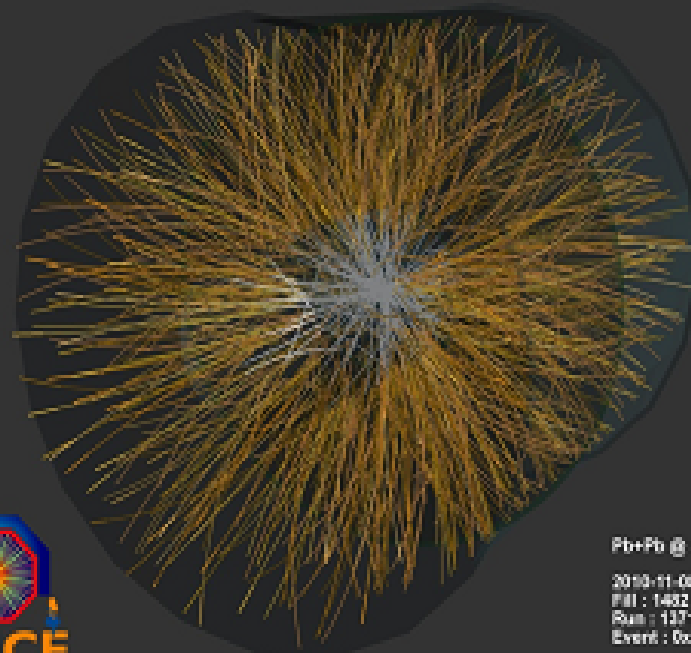
Courtesy CMS/CERN



# Столкновения ионов свинца Pb + Pb

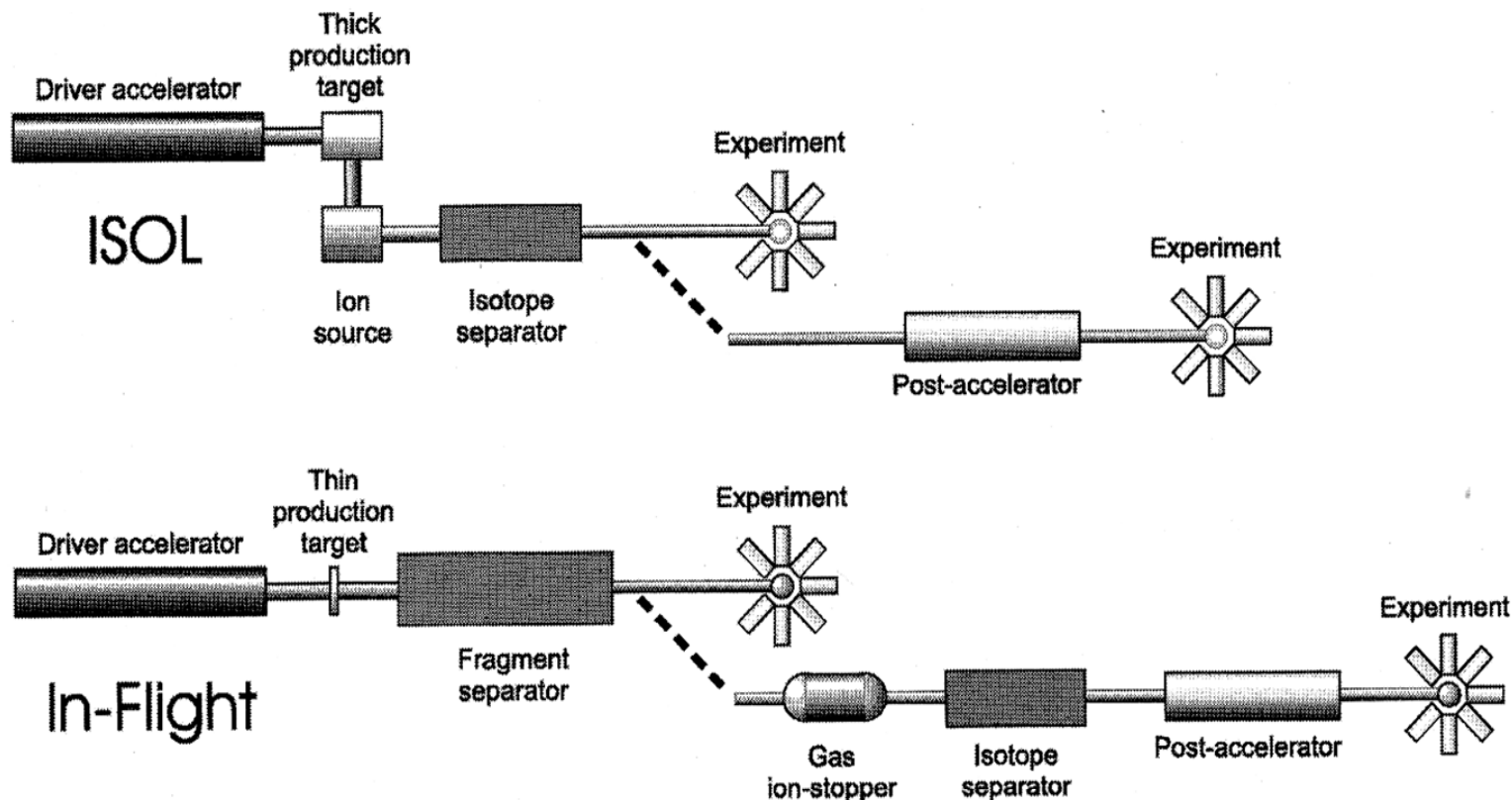


Pb+Pb @  $\sqrt{s} = 2.76$   
2010-11-08 11:39:48  
Pb : 1482  
Run : 137124  
Event : 0x0000000000000000



Pb+Pb @  $\sqrt{s} = 2.76$  ATeV  
2010-11-08 11:39:07  
Pb : 1482  
Run : 137124  
Event : 0x0000000000000000

# Пучки радиоактивных ядер



Используется два основных метода получения пучков радиоактивных ядер.

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

**пучков**

