

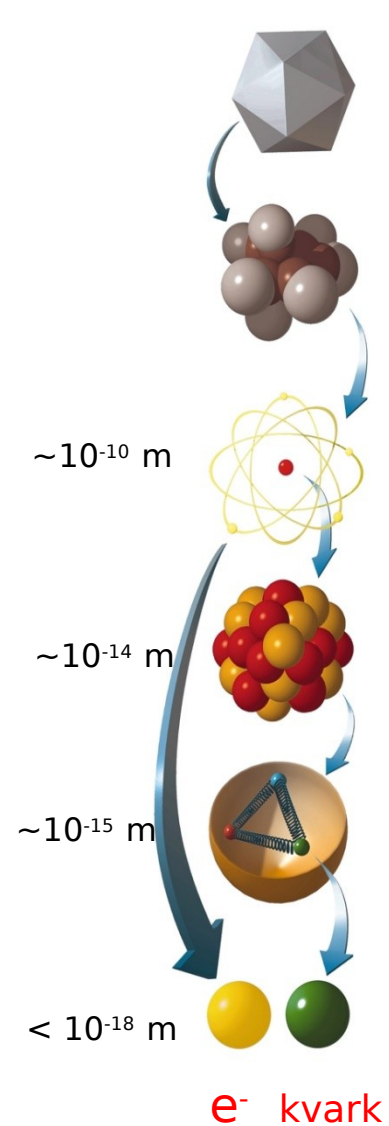
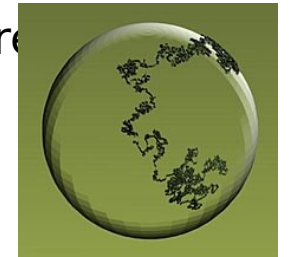
# Részecskefizika

Ujvári Balázs

Debreceni Egyetem, Fizikai Intézet, IK, Atomki...

HTP2022

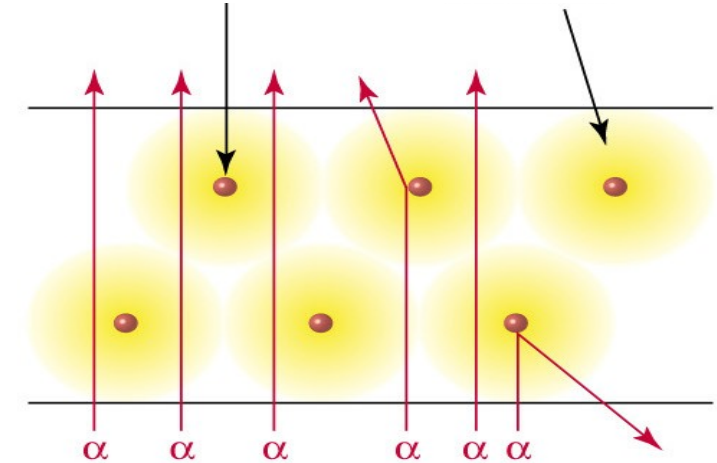
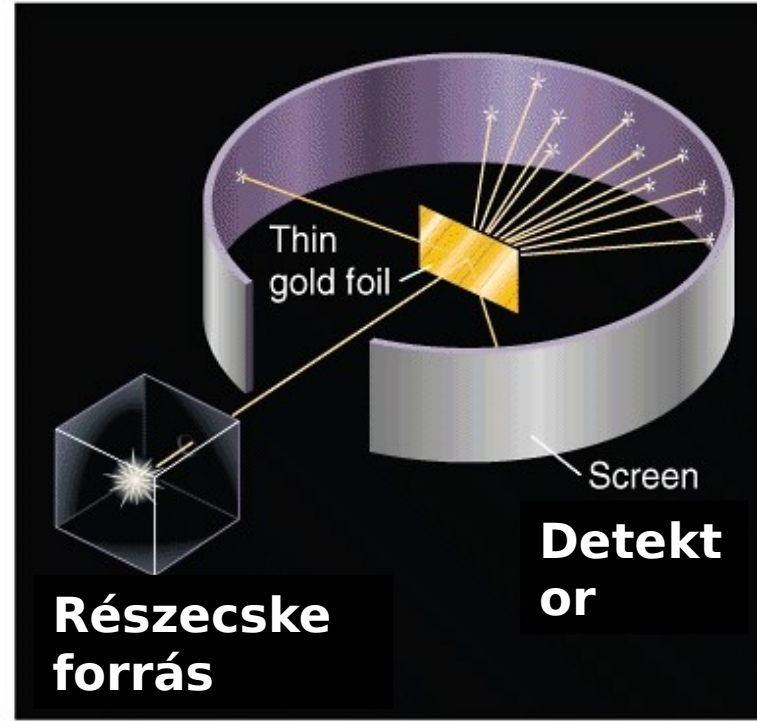
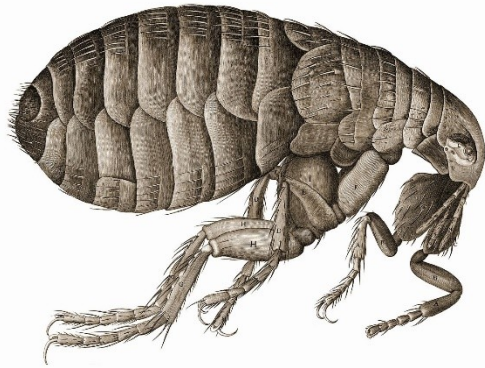
# Elemi részek rövid története



- I.e. 6. évszázad, India (föld, tűz, víz, levegő)
- I.e. 5. évszázad, Görögország, Leukipposz, majd i.e. 450, Démokritész
- I.e. 4. évszázad Arisztotelész
- 1805, John Dalton: modern **atom**elmélet (kémiai megközelítés)
- 1827, Robert Brown: kis részecskék véletlenszerű mozgása folyadékokban (végre látunk valamit)
  - 1905, Albert Einstein: molekulák lökdösik
- 1869, Dmitri Mengyelejev: kémiai elemek periódusos rendszere
- 1897, J.J. Thomson: *katódsugárzás q/m mérése* → **elektron**, minden atom része
- 1909, Ernest Rutherford: α részecskék szórása vékony arany fólián → atommag
- 1919, Rutherford, A többi atommag a hidrogén atommag töltésének egész számú többszörösei, **proton**
- 1913, Henry Moseley: atommag töltés = periódusos rendszerbeli pozíció
- 1913, Niels Bohr: atom modell kvantált elektronpályákkal (színképvonalak)
- 1932, James Chadwick alfa bombázással nagy hatótávú sugárzás jön létre ami nem gamma: **neutron**
- 1924, Louis de Broglie: részecske - hullám kettősség
- 1964, Murray Gell-Mann és George Zweig: **kvarkok**

# Felfedezés módszerei

- Szórás kísérletek



- Következtetés a megfigyelt rendszerek tulajdonságaiból  
tömeg, spin, élettartam,...

# Carl D. Anderson 1933

## The Positive Electron

- Dirac 1932-ben megjósolta

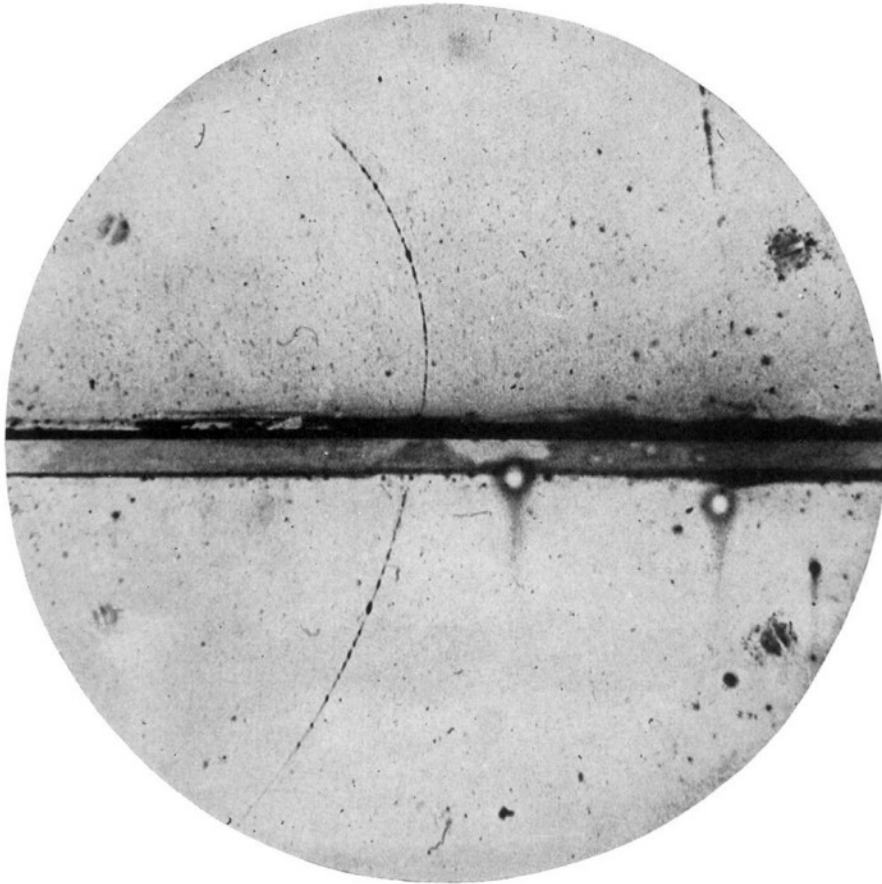


FIG. 1. A 63 million volt positron ( $H\rho = 2.1 \times 10^5$  gauss-cm) passing through a 6 mm lead plate and emerging as a 23 million volt positron ( $H\rho = 7.5 \times 10^4$  gauss-cm). The length of this latter path is at least ten times greater than the possible length of a proton path of this curvature.

- Caltech
- The Big Bang Theory

Sheldon: If you're going to replace Wolowitz, I need to know a little bit more about you.

Stuart: All right.

Sheldon: Wolowitz went to MIT.

What's your educational background?

Stuart: I went to art school.

Sheldon: Equally ridiculous. Let's go.

# Izospin

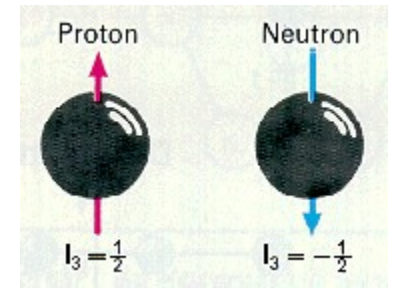
- Heisenberg, 1932
- Az erős kölcsönhatás szempontjából a proton és a neutron felcserélhető (kötési energia  ${}^3\text{H}$  és  ${}^3\text{He}$  közt nagyon hasonló)
- Tekintsünk el töltésüktől
- Hasonlóan értelmezhetjük, mint az elektron spinjét
- A proton és a neutron egy részecske,  $\frac{1}{2}$  az izospinje, ami be tud állni felfele ( $I_3 = +\frac{1}{2}$ ) és lefele ( $I_3 = -\frac{1}{2}$ )
- $I$  a teljes izospin, és az  $I_3$  izospinkomponens
- Hogyan adom meg a fenti esetre:

- $Q = N(p)$

- $B = N(p) + N(n)$

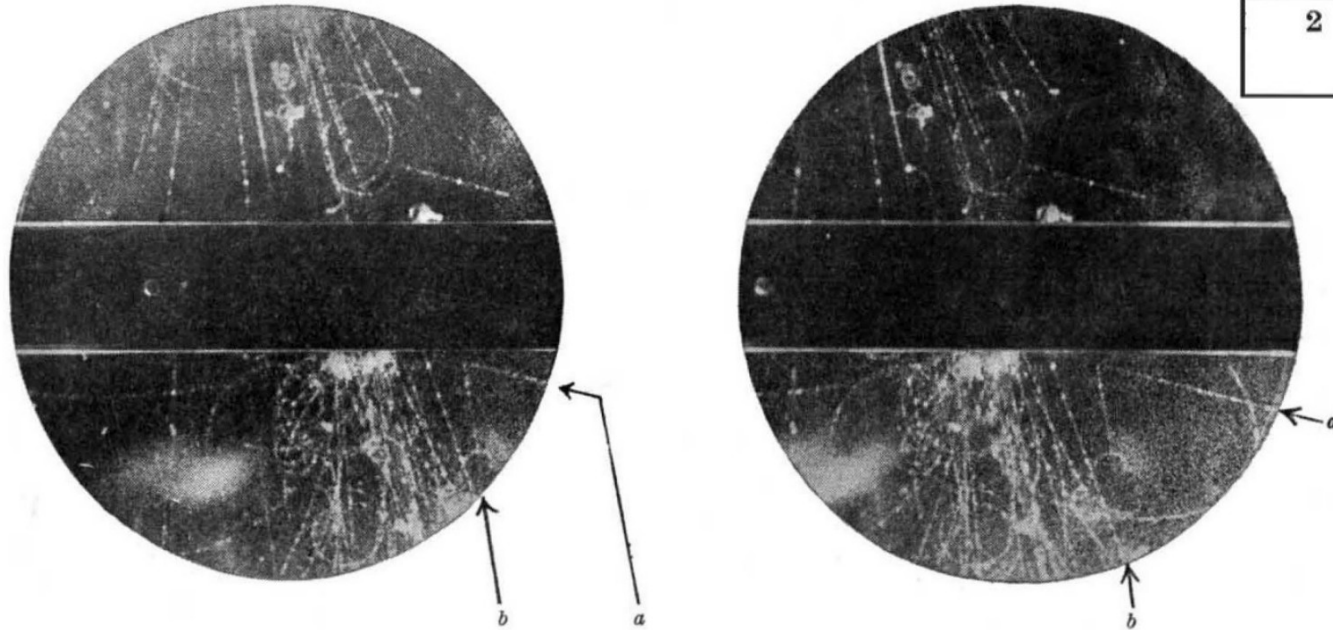
- $I_3 = (N(p) - N(n))/2$

$$\rightarrow I_3 = Q - B/2$$



# Új részecskék a kozmikus sugárzásban - 1947

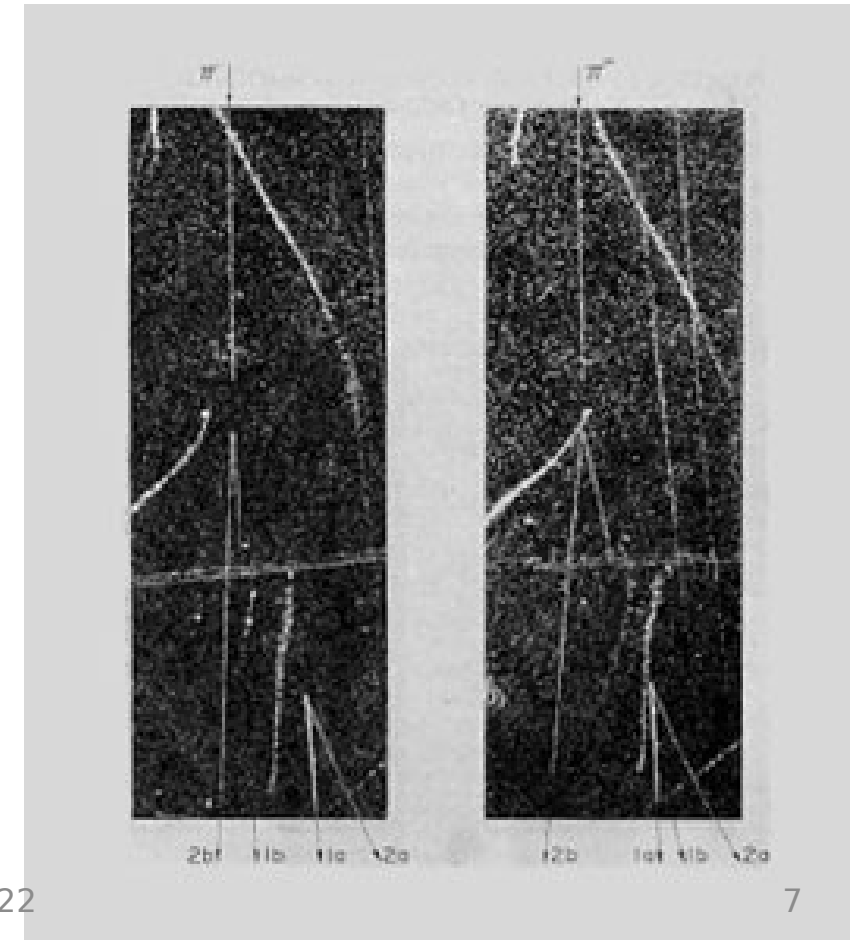
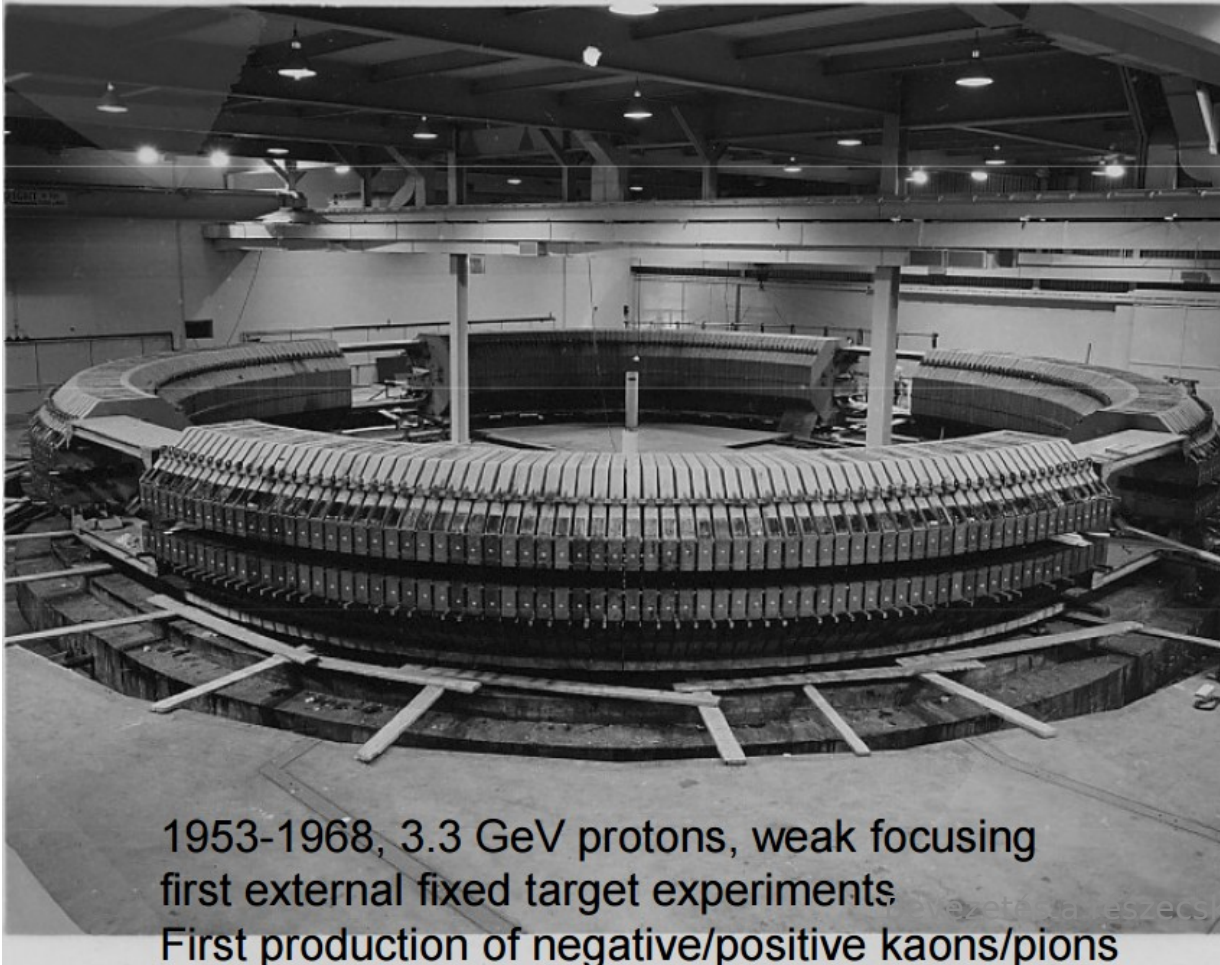
Photo-graph	$H$ (gauss)	$\alpha$ (deg.)	Track	$p$ (eV./c.)	$\Delta p$ (eV./c.)	Sign
1	3500	66.6	$a$	$3.4 \times 10^8$	$1.0 \times 10^8$	+
			$b$	$3.5 \times 10^8$	$1.5 \times 10^8$	-
2	7200	161.1	$a$	$6.0 \times 10^8$	$3.0 \times 10^8$	+
			$b$	$7.7 \times 10^8$	$1.0 \times 10^8$	+



Ekkor már ismerték a pionokat, de még azt gondolták, hogy az atommagokban ők kötik össze a nukleonokat V-alak, az ólom céltárgy után egy ideig nincs nyom, majd két pion.  
A Pireneusokban végezték a kísérletet.

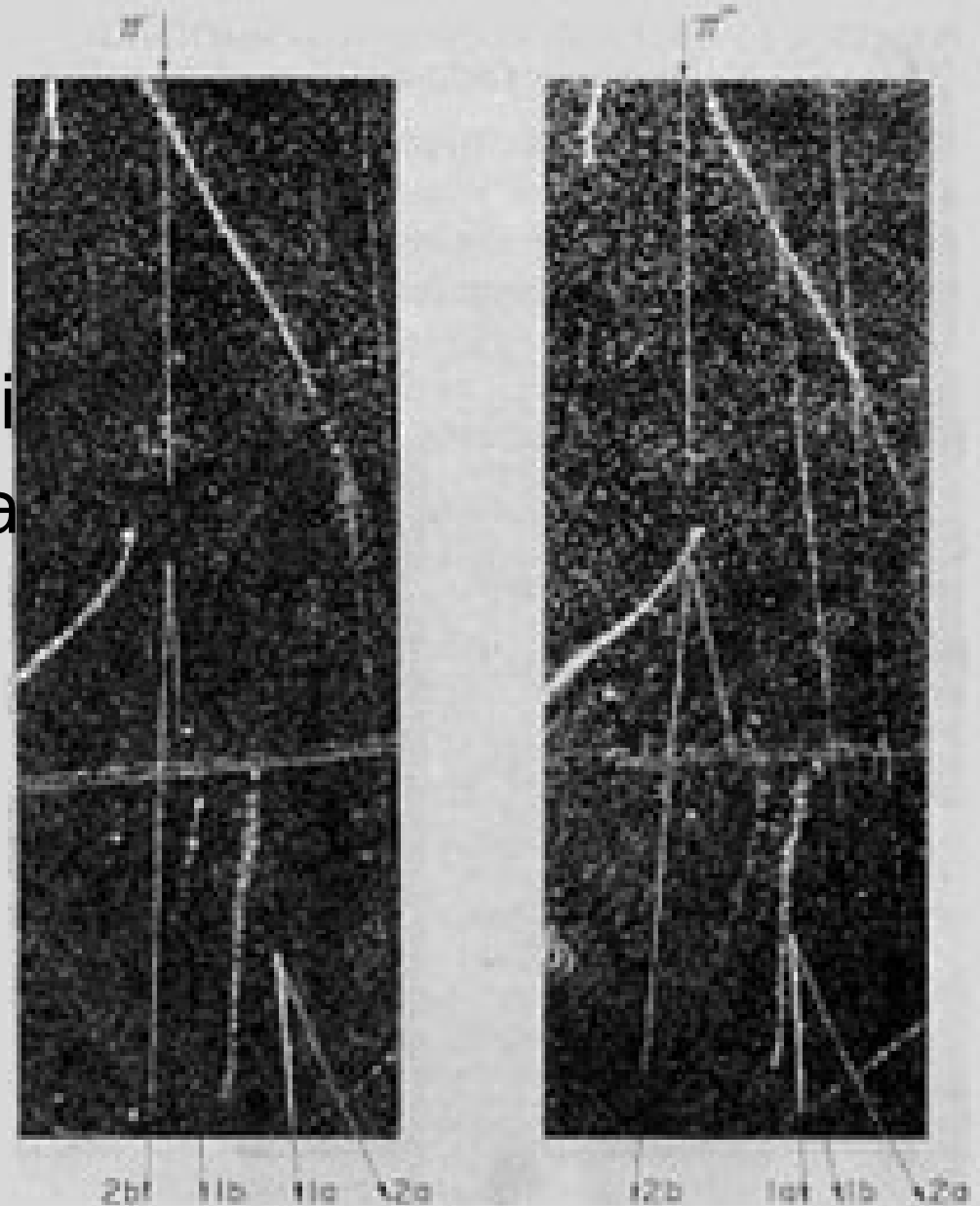
# Ritkaság

- A Cosmotron/BNL (1953 proton 3GeV) megfigyelt új részecskéket (később: kaonok, hiperonok), amik erős kölcsönhatásban keletkeznek, de gyenge kölcsönhatással bomlottak



# Ritkaság

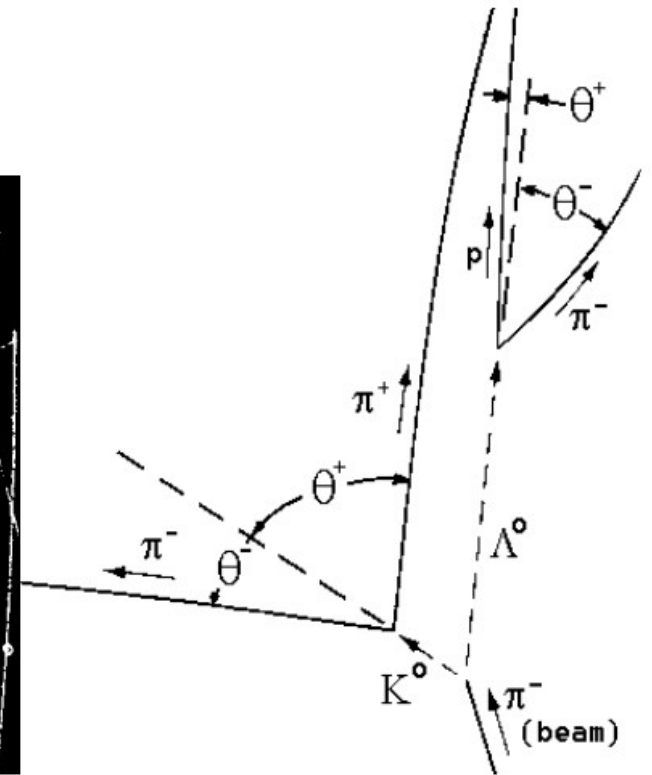
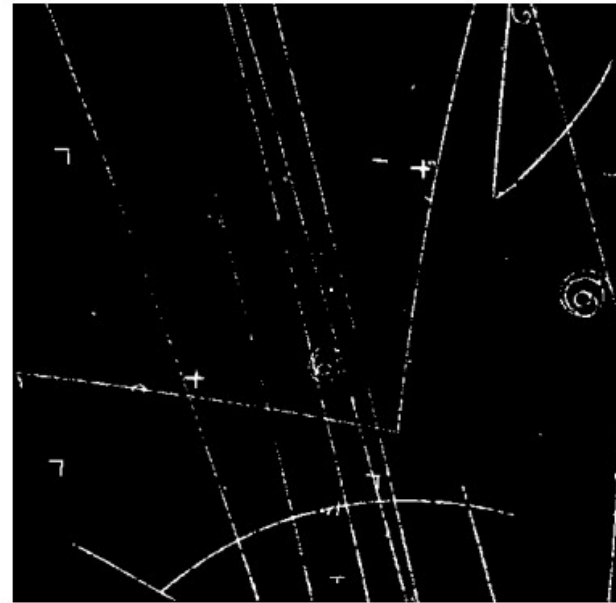
- Diffúziós ködkamra
- 1a proton és 2a negatív pion
- Ezek a lambda bomlástermékei
- A kaon pozitív és negatív pionra bomlott (1b, 2b)
- Erős kölcsönhatásban
- keletkeznek
- Gyenge kölcsönhatásban
- bomlanak





# Ritkaság

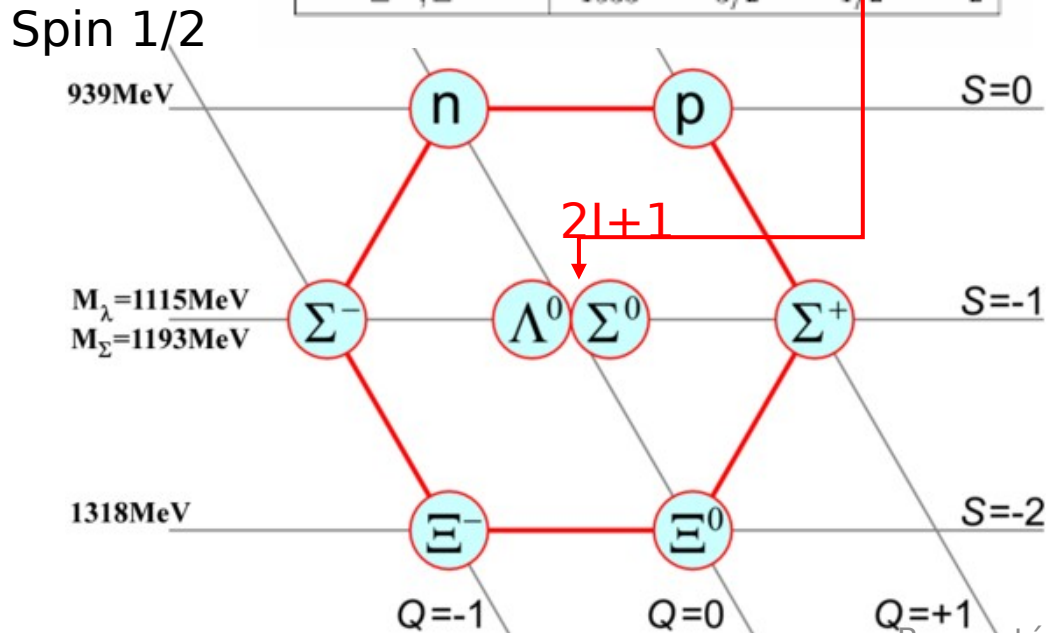
- A megértéshez tudni kell a kölcsönhatás élettartalmáthogyan azonosítok egy részecskét
  - Kell megfelelő gyorsító
  - Detektor
  - Kiértékelési algoritmusok
- Minden új fizika a megfelelő eszközökkel és módszerekkel kezdődik!



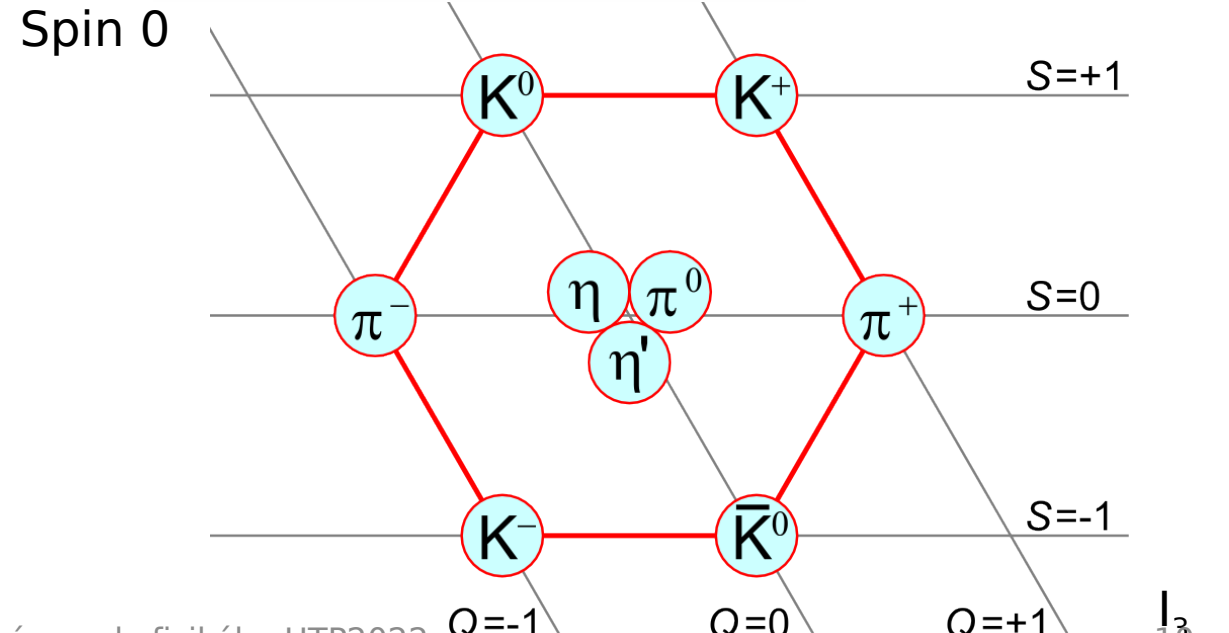
# Ritkaság

- Bevezették a ritkaságot (S)
- Hipertöltés:  $Y = B + S \rightarrow I_3 =$

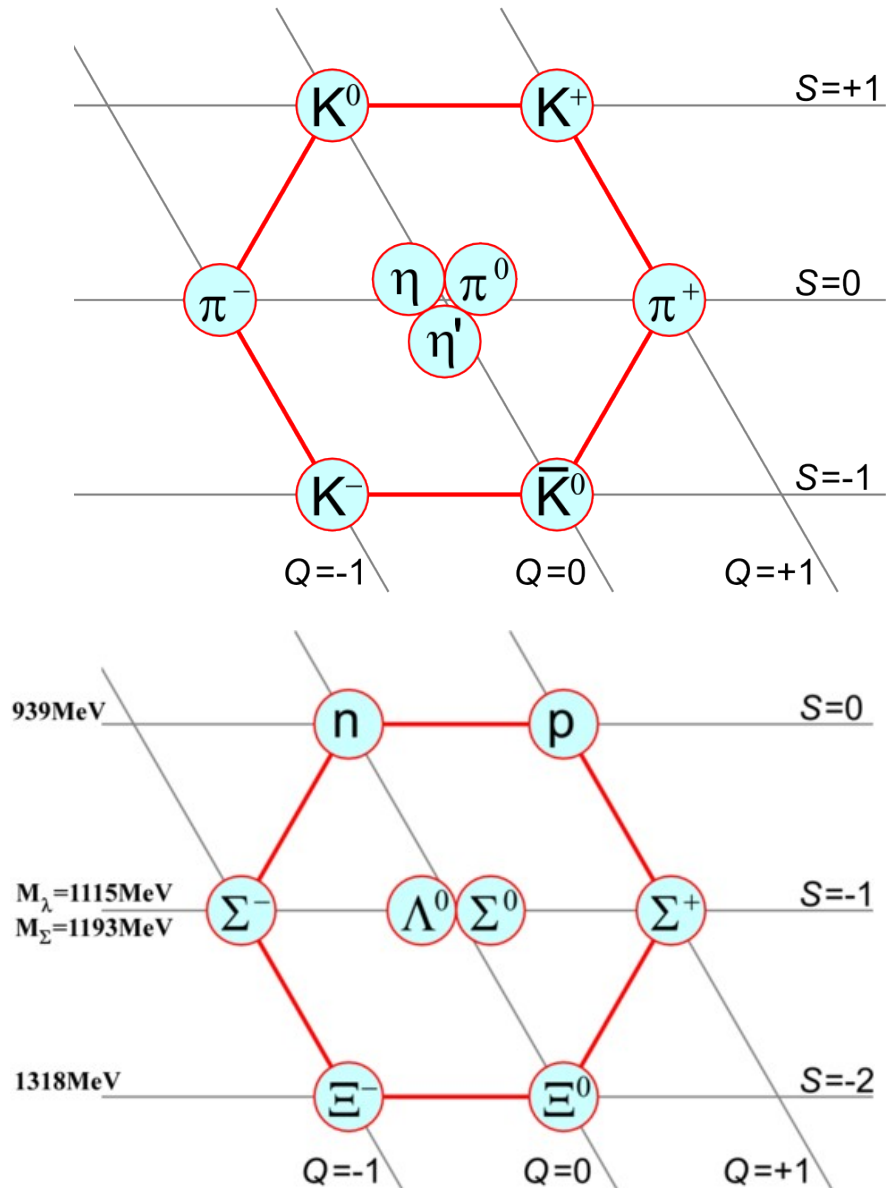
Baryons	$\langle \text{Mass} \rangle$	$J^P$	$I$	S
$p, n$	938.9	$1/2^+$	$1/2$	0
$\Lambda$	1116	$1/2^+$	0	-1
$\Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+$	1193	$1/2^+$	1	-1
$\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$	1232	$3/2^+$	$3/2$	0
$\Xi^-, \Xi^0$	1318	$1/2^+$	$1/2$	-2
$\Sigma^{*-}, \Sigma^{*0}, \Sigma^{*+}$	1385	$3/2^+$		-1
$\Xi^{*-}, \Xi^{*0}$	1533	$3/2^+$	$1/2$	-2



Mesons	$\langle \text{Mass} \rangle$	$J^{PC}$	$I$	S
$\pi^-, \pi^0, \pi^+$	138.0	$0^{-+}$	1	0
$K^0, K^+$	495.7	$0^{-}$	$1/2$	+1
$K^-, \bar{K}^0$				-1
$\eta$	547.3	$0^{-+}$	0	0
$\rho^-, \rho^0, \rho^+$	770.0	$1^{--}$	1	0
$\omega$	781.9	$1^{--}$	0	0
$K^{*0}, K^{*+}$	893.7	$1^{-}$	$1/2$	+1
$K^{*-}, \bar{K}^{*0}$				-1
$\eta'$	957.8	$0^{-+}$	0	0
$\phi$	1019.5	$1^{--}$	0	0



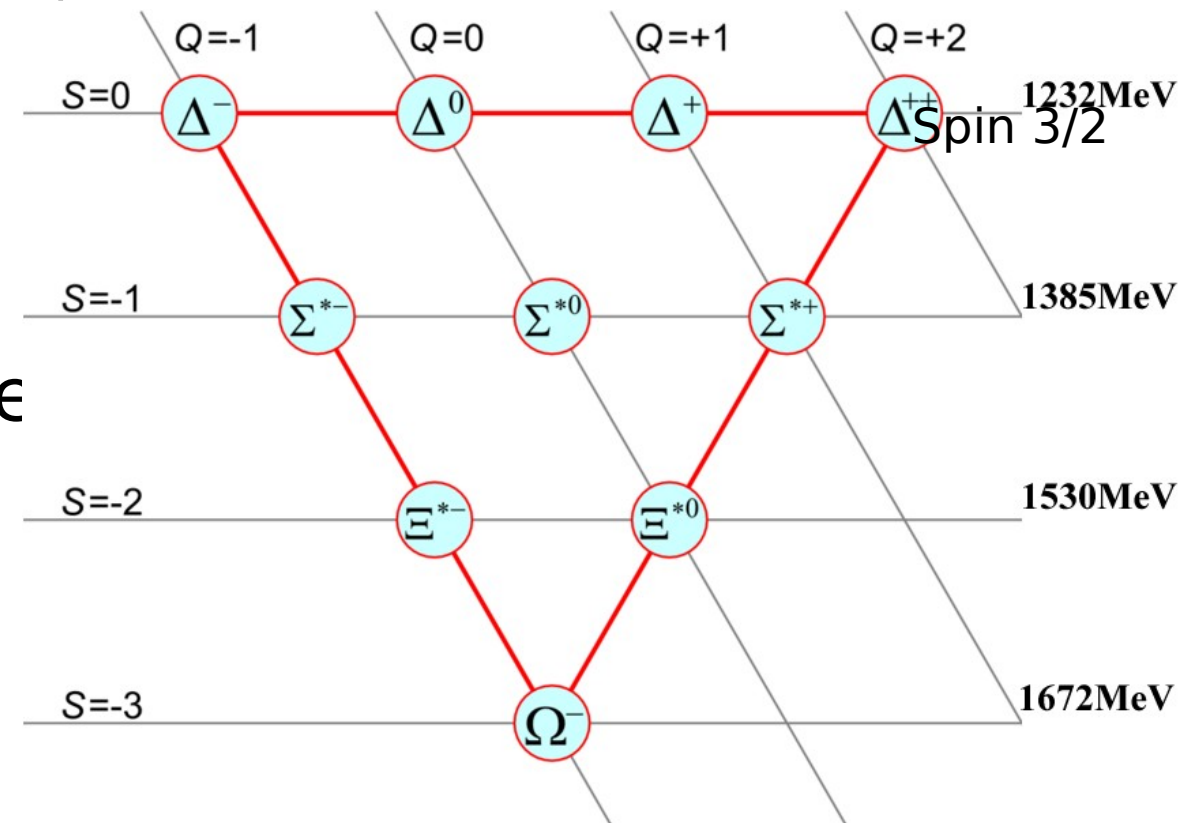
# Részecske állatkert (particle zoo)



- Willis Lamb, in his 1955 Nobel Prize Lecture, joked that he had heard it said that “the finder of a new elementary particle used to be rewarded by a Nobel Prize, but such a discovery now ought to be punished by a 10,000 dollar fine.”

# Kvark-modell

- 1964, Gell-Mann rendszerezi a részecskéket, bevezeti a ritkaság (strangeness) kvantumszámot, és megjósolja az  $\Omega^- = (sss)$  létezését (1969, Nobel díj)
- Javasolja Zweiggel párhuzamosan,
- hogy a sok hadron egyszerűen
- felépíthető három elemi
- részecskéből, a kvarkokból
- 1964, Brookhaven,  $\Omega^-$  felfedezése
- a megjósolt tulajdonságokkal

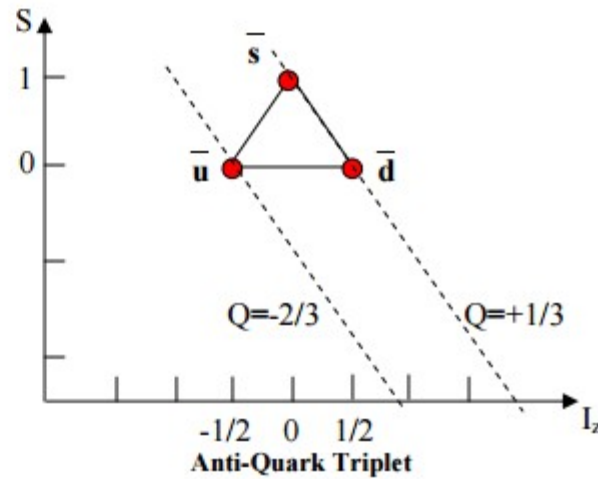
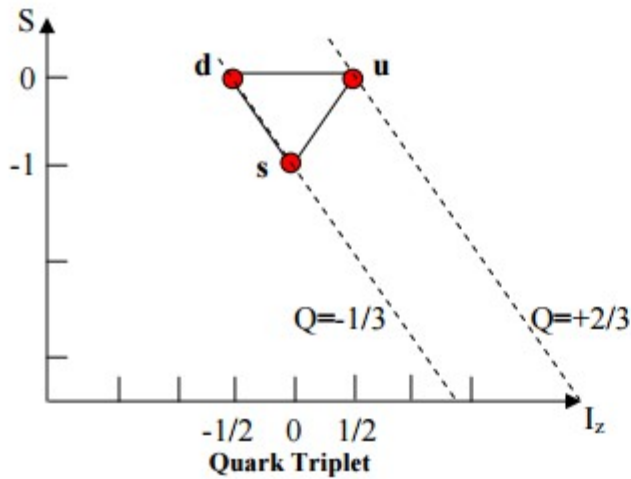


# Kvark

Three **quarks** for Muster Mark!  
 Sure he has not got much of a bark  
 And sure any he has it's all beside the  
 mark.

James Joyce: Finnegan ébredése

A quark (kvark) kifejezés a hark! (hé!)  
 és a quart (negyedgallonos sör)  
 szavak összevonásával jött létre



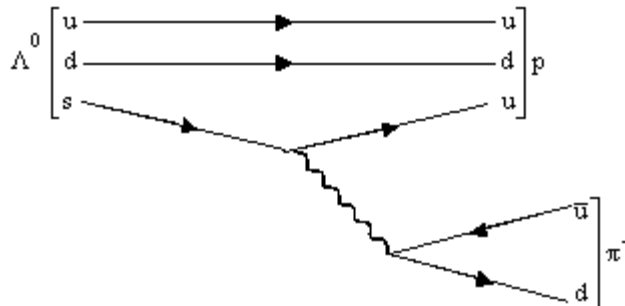
- $\bar{d}u$  --  $\pi^+$
- $\bar{d}s$  --  $\bar{K}^0$
- $\bar{u}d$  --  $\pi^-$
- $\bar{u}s$  --  $K^-$
- $\bar{s}u$  --  $K^+$
- $\bar{s}d$  --  $K^0$

- $uuu$  --  $\Delta^{++}$
- $uud$  --  $\Delta^+$
- $udd$  --  $\Delta^0$
- $ddd$  --  $\Delta^-$

- $suu$  --  $\Sigma^{*+}$
- $sud$  --  $\Sigma^{*0}$
- $sdd$  --  $\Sigma^{*-}$

- $ssu$  --  $\Xi^{*0}$
- $ssd$  --  $\Xi^{*-}$

- $sss$  --  $\Omega^-$

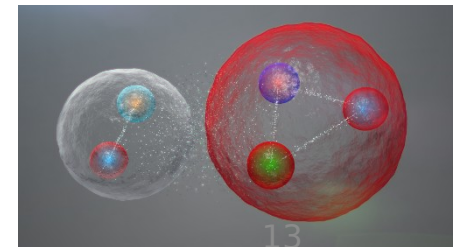
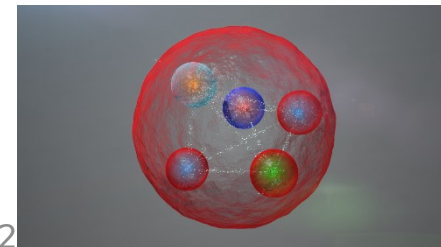


$$\bar{\pi}^0 = (\bar{u}u - \bar{d}d) / \sqrt{2}$$

$$\eta' \approx (\bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s) / \sqrt{3}$$

$$\eta \approx (\bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s) / \sqrt{6}$$

Bevezetés a részecskefizikába HTP2022



# Elméletek - kísérletek

Kísérleti és elméleti fizikusok közös erőfeszítése szükséges a világ megértéséhez.

Elméleti fizikus:

- Új elméleteket alkot felhasználva régi és új ötleteket, hogy megmagyarázza a természetben (kísérletekben) észlelt jelenségeket
- Nagy pontosságú számításokat végez, amelyek összehasonlíthatók a mérési eredményekkel

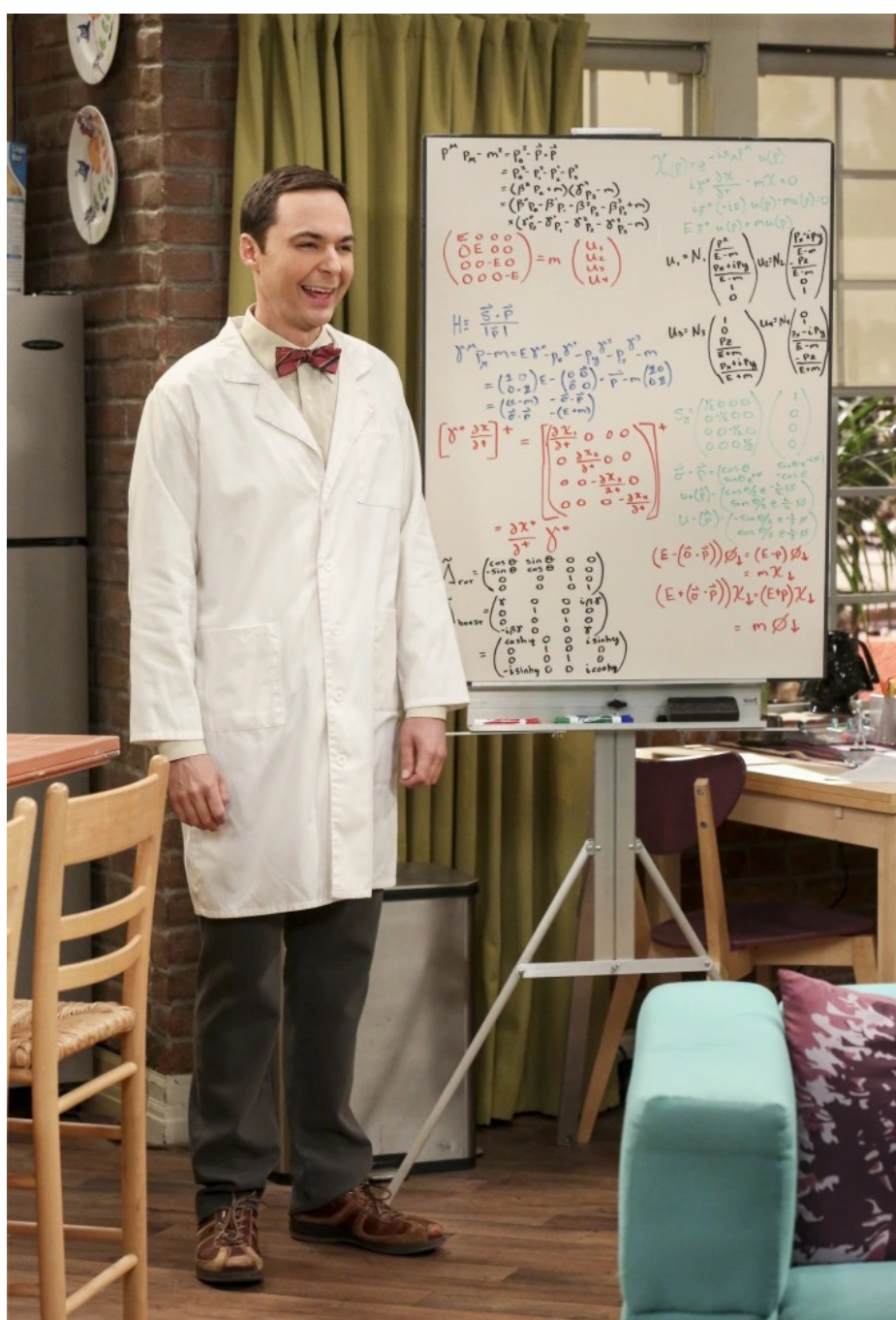
Kísérleti fizikus:

- Megfigyeli a világot, kísérleteket tervez és végez
- Egyre pontosabb mérési adatokat szolgáltat, melyek szembeállíthatók az elméletek jóslataival
- Néha váratlan eredményekbe botlik, amelyek egészen új magyarázatot igényelnek

## SZUSSZ

# Agymenők megint

- David Saltzberg (UCLA – CMS ...) több évadon keresztül tudományos tanácsadója volt a The Big Bang Theory című sorozatnak.
- Néhány évad után a tudósok elkezdték saját kutatásaikat benyújtani, hogy azok megjelenjenek a táblákon. Még ha csak a háttérben szerepeltek is, a táblákon látható adatok valódi egyenletek és elméletek voltak.



- Lagrange-egyenlet

### Elméleti mechanika ismétlés

Általános koordinátákat akarok használni, hogy ne kelljen a koordináta-rendszerrel foglalkozni.

Az adott rendszer fizikáját egyben tartalmazza

$$L \equiv T - V.$$

$$L = \frac{1}{2}m\dot{x}^2 - \frac{1}{2}kx^2.$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} \right) = \frac{\partial L}{\partial x}$$

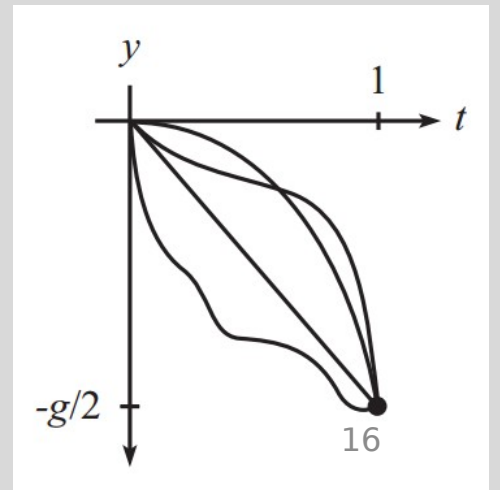
$$m\ddot{x} = -kx$$

Definiáljuk a hatást minimalizálja

$$S \equiv \int_{t_1}^{t_2} L(x, \dot{x}, t) dt.$$

a részecske úgy fog mozogni, hogy ezt a hatást

Azért esik le  $s = g/2 \cdot t^2$  szerint egy test, mert így lesz minimális a hatás. Tömör és **elegáns** leírás.





# Globális szimmetriák

- Forgatásra, eltolásra nem változhat a fizika
- Nem változhat az egyenlet alakja, ha egy álló koordinátarendszerből áttérek egy mozgóba Galilei, Lorentz transzformációval
- Noether-tétel (1915): minden folytonos globális szimmetriához tartozik egy megmaradó mennyiség (ha több paraméteres, akkor ahány paramétere van)
  - idő-eltolás    energia megmaradás
  - térbeli-eltolás    impulzus megmaradás
  - forgás    impulzusmomentum megmaradás
- Ezek a kvantummechanikában megmaradó kvantumszámként jelennek meg

külső szimmetria

# Belső szimmetriák

- $\psi(x)$  hullámfüggvény a kvantummechanikában

## QM ismétlés

KM-ban a teljes energia a kinetikus és a potenciális

QM-ban a részecskék hullámfüggvények

Felírom a Schrödinger-egyenletet.

Ennek a megoldásai (sajátfüggvényei) lesznek a megvalósult hullámfüggvények, a sajátértékek ezeknek az energiái.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} + \frac{1}{2} m \omega^2 x^2 \Psi(x) = E \Psi(x)$$

$$\Psi_n(y) = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} H_n(y) e^{-y^2/2}$$

Hermite polinomok

First four harmonic oscillator normalized wavefunctions

$$\Psi_0 = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{1/4} e^{-y^2/2}$$

$$\Psi_1 = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{1/4} \sqrt{2} y e^{-y^2/2}$$

$$\Psi_2 = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{2}} (2y^2 - 1) e^{-y^2/2}$$

$$\Psi_3 = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{3}} (2y^3 - 3y) e^{-y^2/2}$$

**Classical**  
Conservation of Energy  
Newton's Laws

Kinetic Energy + Potential Energy = E  
 $\frac{1}{2} m v^2 + \frac{1}{2} k x^2 = E$   
 Harmonic oscillator example.  
 $F = ma = -kx$

**Quantum**  
Conservation of Energy  
Schrödinger Equation

The energy becomes the Hamiltonian operator

$H \Psi = E \Psi$

Wavefunction

Energy "eigenvalue" for the system.

The form of the Hamiltonian operator for a quantum harmonic oscillator.

In making the transition to a wave equation, physical variables take the form of "operators".

$p \rightarrow \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}$

$x \rightarrow x$

$H \rightarrow \frac{-\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{2} k x^2$

# Belső szimmetriák

- $\psi(x)$  hullámfüggvény a kvantummechanikában
- Minek van fizikai jelentése  $|\psi(x)|^2$

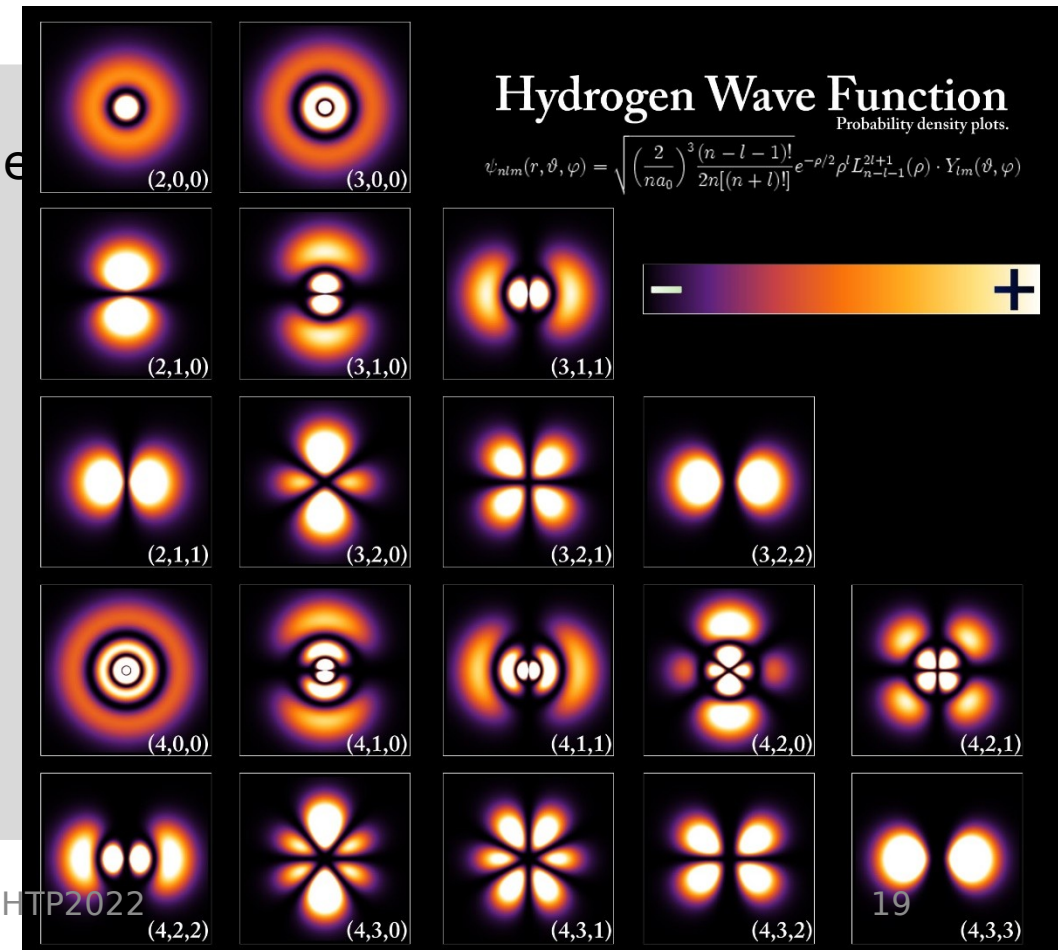
$$|-2|^2 = |2|^2$$

Hidrogén atom elektronjainak hullámfüggvényei  
Ezeknek a hullámfüggvények megfelelő műveletekkel meg lehet adni a kvantumszámokat.

Főkvantumszám  $n$

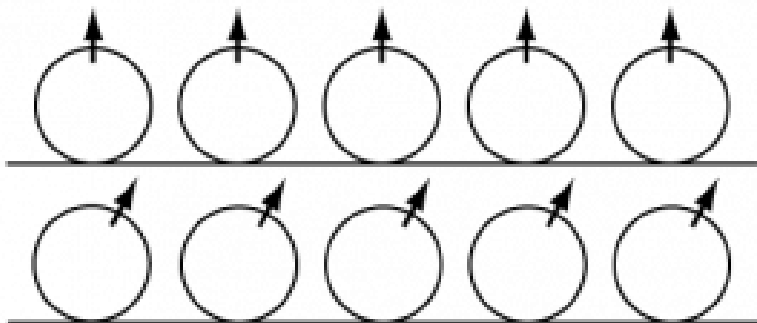
Mellékkvantumszám  $l$

Mágneses kvantumszám  $m_l$



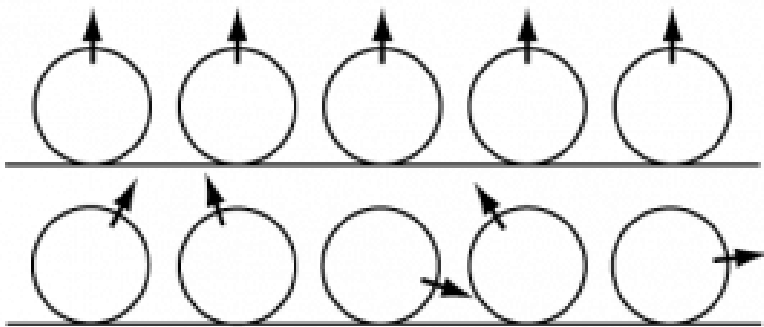
# Belső szimmetriák

- Globális belső szimmetria  $\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \psi(x)$
- $\psi(x)$  hullámfüggvény a kvantummechanikában
- Minek van fizikai jelentése  $|\psi(x)|^2$  valószínűségi sűrűségfüggvény
- $|\psi(x)|^2 = \psi(x)^* \psi(x) \rightarrow e^{-i\alpha} \psi(x) e^{i\alpha} \psi(x)$
- Noether-tétel (1915): minden folytonos szimmetriához tartozik egy megmaradó mennyiség (ha több paraméteres, akkor ahány paramétere van)
- Töltött részecskék belső fázisterében forgatás fermion töltés megmaradása



# Belső szimmetriák

Amennyiben feltételezzük, hogy a belső szimmetria lokális, úgynevezett mértékszimmetria - például az elektronmező fázisa a tér-idő minden pontjában szabadon választható meg  $\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x)$  -, akkor az elméletben megjelenik egy másik fizikai mező, a *mértékmező*, amely a részecskék közötti kölcsönhatást közvetíti. Például az elektron esetén a mértékmező az elektromágneses mezővel azonosítható. Ilyen módon a lokális szimmetria egy teljes, az elektron és az elektromágneses mező kölcsönhatását leíró elméletet, az elektrodinamikát eredményezi.



# Elektron + lokális belső szimmetria

- Lagrange-egyenlet

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}(\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi$$

Elméleti mechanika ismétlés

Általános koordinátákat akarok használni, hogy ne kelljen a koordináta-rendszerrel foglalkozni.

Az adott rendszer fizikáját egyben tartalmazza

$$L \equiv T - V.$$

$$L = \frac{1}{2}m\dot{x}^2 - \frac{1}{2}kx^2.$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} \right) = \frac{\partial L}{\partial x}$$

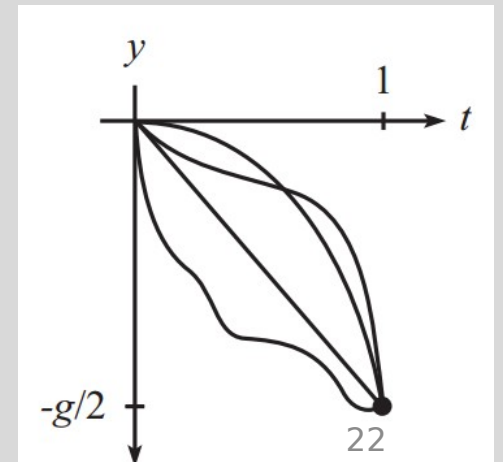
$$m\ddot{x} = -kx$$

Definiáljuk a hatást minimalizálja

$$S \equiv \int_{t_1}^{t_2} L(x, \dot{x}, t) dt.$$

a részecske úgy fog mozogni, hogy ezt a hatást

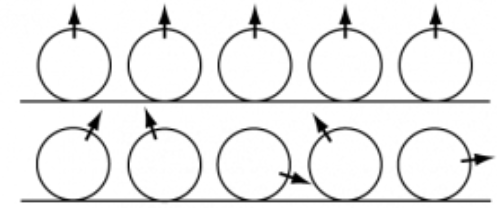
Azért esik le  $s=g/2*t^2$  szerint egy test, mert így lesz minimális a hatás. Tömör és **elegáns** leírás.



# Elektron + lokális belső szimmetria: $\psi' = e^{ie\phi(x_\mu)}\psi$

- Lagrange-egyenlet

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}(\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi$$



- Lokális belső transzformáció

$$\psi' = e^{ie\phi(x_\mu)}\psi$$

- Deriváljuk le  $\partial_\mu\psi' = \partial_\mu(e^{ie\phi(x)}\psi) = ie(\partial_\mu\phi(x))e^{ie\phi(x)}\psi + e^{ie\phi(x)}\partial_\mu\psi$

- Hoppá  $\mathcal{L} = \bar{\psi}'(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi' = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - e\bar{\psi}(\gamma^\mu\partial_\mu\phi(x))\psi$

- Semmi pánik  $A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu\phi(x)$   $\partial_\mu \rightarrow \mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$

- Lagrange  $\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$ ,  $F^{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$

# Kvantum-elektrodinamika Lagrange egyenlete

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi$$

Kinetikus tag

$$-m\bar{\psi}\psi$$

Tömegtag

$$-e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu$$

Kölcsönhatás a mértékbozonnal

$$-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$$

Mértéktér kinetikus tagja

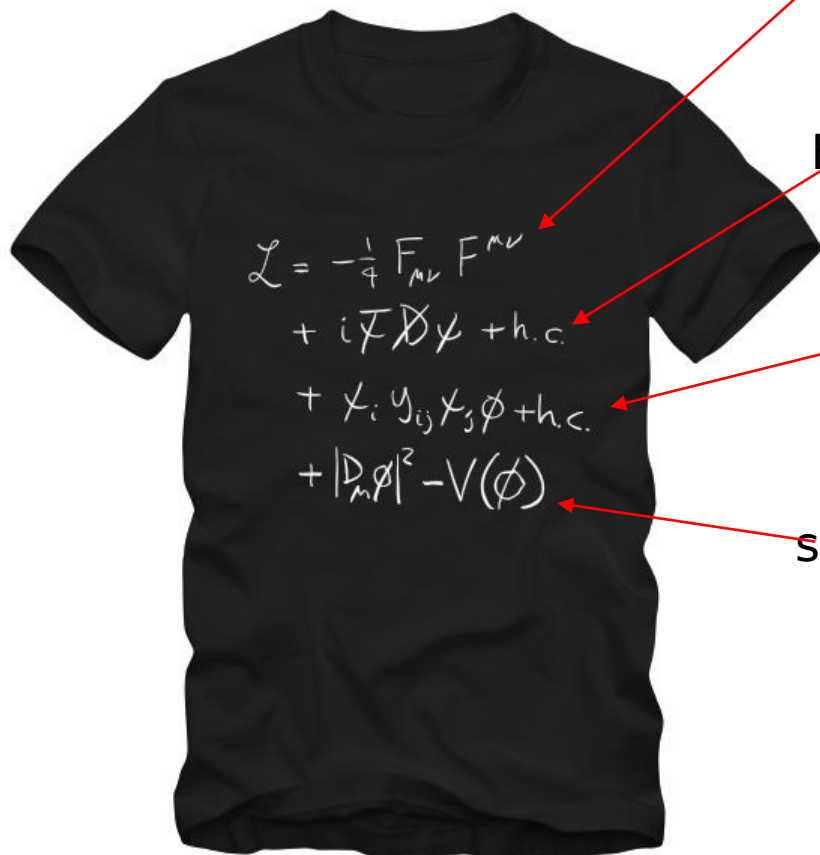




# Standard Modell – mi az egye

- Amit fel lehet venni és elmagyarázni bárkinek
- és amit nem

**SU(3)xSU(2)xU(1)**



erők

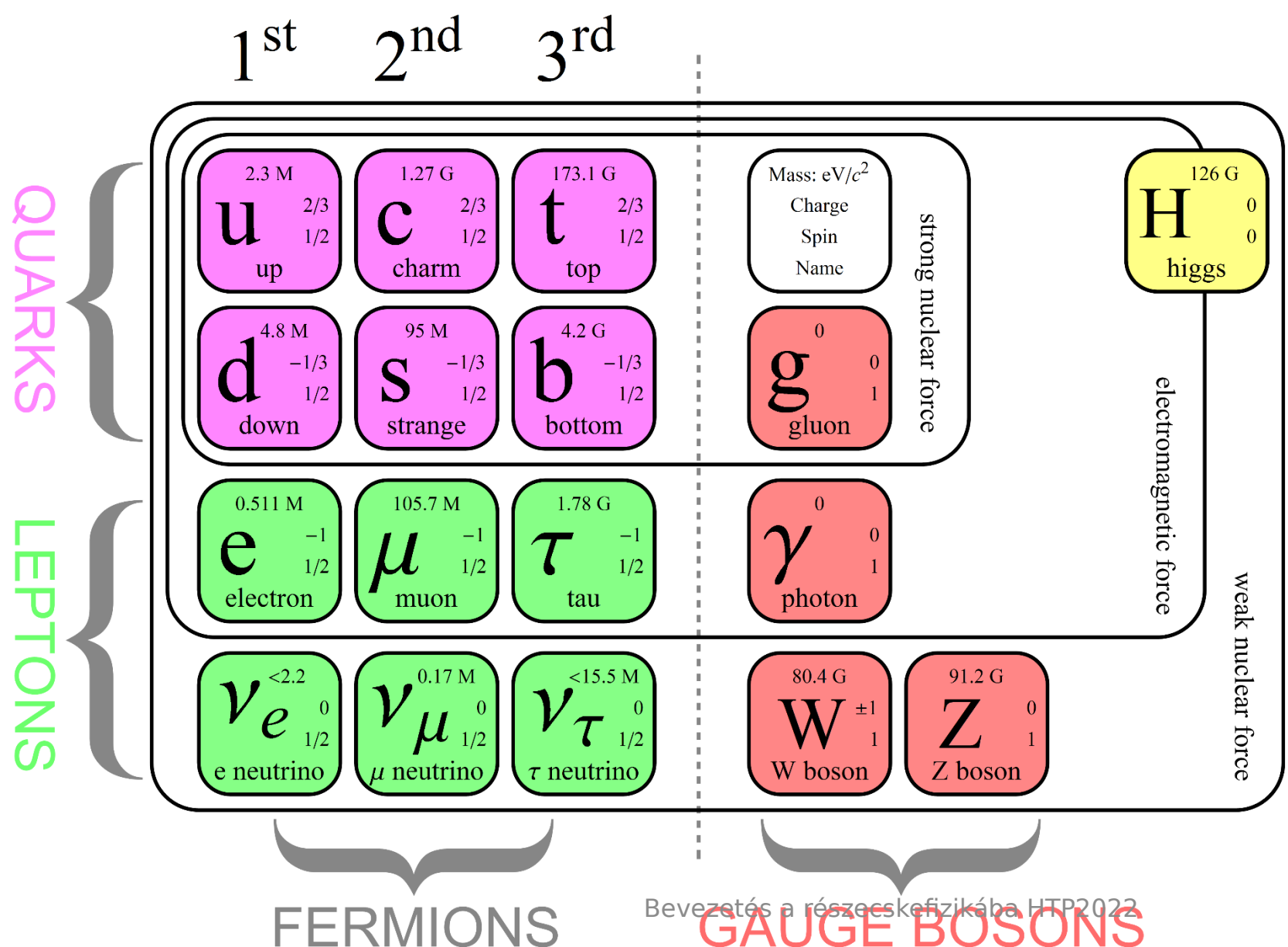
Kölcsönhatás, kinetikus tag

Tömegtag

szimmetriasértés

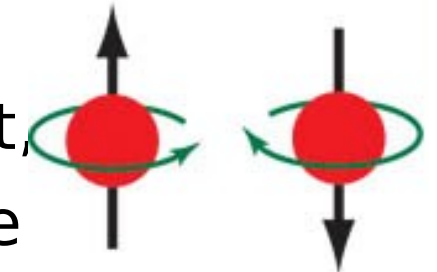
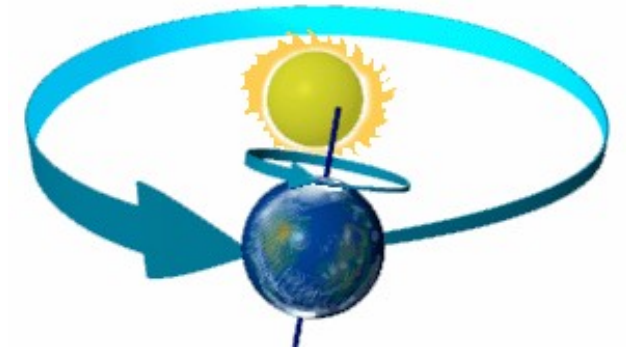
$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{2}\partial_\nu g_\mu^a \partial_\nu g_\mu^a - g_s f^{abc} \partial_\mu g_\nu^a g_\mu^b g_\nu^c - \frac{1}{4}g_s^2 f^{abc} f^{ade} g_\mu^b g_\nu^c g_\mu^d g_\nu^e + \\
 & \frac{1}{2}ig_s^2 (\bar{q}_i^c \gamma^\mu q_j^c) g_\mu^a + G^a \partial^2 G^a + g_s f^{abc} \partial_\mu G^a G^b g_\mu^c - \partial_\nu W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - \\
 & M^2 W_\mu^+ W_\mu^- - \frac{1}{2}\partial_\nu Z_\mu^0 \partial_\nu Z_\mu^0 - \frac{1}{2c_w^2} M^2 Z_\mu^0 Z_\mu^0 - \frac{1}{2}\partial_\mu A_\nu \partial_\mu A_\nu - \frac{1}{2}\partial_\mu H \partial_\mu H - \\
 & \frac{1}{2}m_h^2 H^2 - \partial_\mu \phi^+ \partial_\mu \phi^- - M^2 \phi^+ \phi^- - \frac{1}{2}\partial_\mu \phi^0 \partial_\mu \phi^0 - \frac{1}{2c_w^2} M \phi^0 \phi^0 - \beta_h \left[ \frac{2M^2}{g^2} + \right. \\
 & \left. \frac{2M}{g} H + \frac{1}{2}(H^2 + \phi^0 \phi^0 + 2\phi^+ \phi^-) \right] + \frac{2M^4}{g^2} \alpha_h - igc_w [\partial_\nu Z_\mu^0 (W_\mu^+ W_\nu^- - \\
 & W_\nu^+ W_\mu^-) - Z_\nu^0 (W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - W_\mu^- \partial_\nu W_\mu^+) + Z_\mu^0 (W_\nu^+ \partial_\nu W_\mu^- - \\
 & W_\nu^- \partial_\nu W_\mu^+)] - ig_s w [\partial_\nu A_\mu (W_\mu^+ W_\nu^- - W_\nu^+ W_\mu^-) - A_\nu (W_\mu^+ \partial_\nu W_\mu^- - \\
 & W_\mu^- \partial_\nu W_\mu^+) + A_\mu (W_\nu^+ \partial_\nu W_\mu^- - W_\nu^- \partial_\nu W_\mu^+)] - \frac{1}{2}g^2 W_\mu^+ W_\mu^- W_\nu^+ W_\nu^- + \\
 & \frac{1}{2}g^2 W_\nu^+ W_\nu^- W_\mu^+ W_\mu^- + g^2 c_w^2 (Z_\mu^0 W_\mu^+ Z_\nu^0 W_\nu^- - Z_\mu^0 Z_\nu^0 W_\mu^+ W_\nu^-) + \\
 & g^2 s_w^2 (A_\mu W_\mu^+ A_\nu W_\nu^- - A_\mu A_\nu W_\mu^+ W_\nu^-) + g^2 s_w c_w [A_\mu Z_\nu^0 (W_\mu^+ W_\nu^- - \\
 & W_\nu^+ W_\mu^-) - 2A_\mu Z_\mu^0 W_\nu^+ W_\nu^-] - g\alpha [H^3 + H\phi^0 \phi^0 + 2H\phi^+ \phi^-] - \\
 & \frac{1}{8}g^2 \alpha_h [H^4 + (\phi^0)^4 + 4(\phi^+ \phi^-)^2 + 4(\phi^0)^2 \phi^+ \phi^- + 4H^2 \phi^+ \phi^- + 2(\phi^0)^2 H^2] - \\
 & gM W_\mu^+ W_\mu^- H - \frac{1}{2}g \frac{M}{c_w^2} Z_\mu^0 Z_\mu^0 H - \frac{1}{2}ig [W_\mu^+ (\phi^0 \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu \phi^0) - \\
 & W_\mu^- (\phi^0 \partial_\mu \phi^+ - \phi^+ \partial_\mu \phi^0)] + \frac{1}{2}g [W_\mu^+ (H \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu H) - W_\mu^- (H \partial_\mu \phi^+ - \\
 & \phi^+ \partial_\mu H)] + \frac{1}{2}g \frac{1}{c_w} (Z_\mu^0 (H \partial_\mu \phi^0 - \phi^0 \partial_\mu H) - ig \frac{s_w^2}{c_w} M Z_\mu^0 (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) + \\
 & ig_s w M A_\mu (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) - ig \frac{1-2c_w^2}{2c_w} Z_\mu^0 (\phi^+ \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu \phi^+) + \\
 & ig_s w A_\mu (\phi^+ \partial_\mu \phi^- - \phi^- \partial_\mu \phi^+) - \frac{1}{4}g^2 W_\mu^+ W_\mu^- [H^2 + (\phi^0)^2 + 2\phi^+ \phi^-] - \\
 & \frac{1}{4}g^2 \frac{1}{c_w^2} Z_\mu^0 Z_\mu^0 [H^2 + (\phi^0)^2 + 2(2s_w^2 - 1)^2 \phi^+ \phi^-] - \frac{1}{2}g^2 \frac{s_w^2}{c_w} Z_\mu^0 \phi^0 (W_\mu^+ \phi^- + \\
 & W_\mu^- \phi^+) - \frac{1}{2}ig^2 \frac{s_w^2}{c_w} Z_\mu^0 H (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) + \frac{1}{2}g^2 s_w A_\mu \phi^0 (W_\mu^+ \phi^- + \\
 & W_\mu^- \phi^+) + \frac{1}{2}ig^2 s_w A_\mu H (W_\mu^+ \phi^- - W_\mu^- \phi^+) - g^2 \frac{s_w}{c_w} (2c_w^2 - 1) Z_\mu^0 A_\mu \phi^+ \phi^- - \\
 & g^1 s_w^2 A_\mu A_\nu \phi^+ \phi^- - \bar{e}^\lambda (\gamma \partial + m_e^\lambda) e^\lambda - \bar{\nu}^\lambda \gamma \partial \nu^\lambda - \bar{u}_j^\lambda (\gamma \partial + m_u^\lambda) u_j^\lambda - \\
 & \bar{d}_j^\lambda (\gamma \partial + m_d^\lambda) d_j^\lambda + ig_s w A_\mu [-(\bar{e}^\lambda \gamma^\mu e^\lambda) + \frac{2}{3}(\bar{u}_j^\lambda \gamma^\mu u_j^\lambda) - \frac{1}{3}(\bar{d}_j^\lambda \gamma^\mu d_j^\lambda)] + \\
 & \frac{ig}{4c_w} Z_\mu^0 [(\bar{\nu}^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) \nu^\lambda) + (\bar{e}^\lambda \gamma^\mu (4s_w^2 - 1 - \gamma^5) e^\lambda) + (\bar{u}_j^\lambda \gamma^\mu (\frac{4}{3}s_w^2 - \\
 & 1 - \gamma^5) u_j^\lambda) + (\bar{d}_j^\lambda \gamma^\mu (1 - \frac{8}{3}s_w^2 - \gamma^5) d_j^\lambda)] + \frac{ig}{2\sqrt{2}} W_\mu^+ [(\bar{\nu}^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) e^\lambda) + \\
 & (\bar{u}_j^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) C_{\lambda\kappa} d_j^\kappa)] + \frac{ig}{2\sqrt{2}} W_\mu^- [(\bar{e}^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) \nu^\lambda) + (\bar{d}_j^\kappa C_{\lambda\kappa}^\dagger \gamma^\mu (1 + \\
 & \gamma^5) u_j^\lambda)] + \frac{ig}{2\sqrt{2}} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} [-\phi^+ (\bar{\nu}^\lambda (1 - \gamma^5) e^\lambda) + \phi^- (\bar{e}^\lambda (1 + \gamma^5) \nu^\lambda)] - \\
 & \frac{g}{2} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} [H (\bar{e}^\lambda e^\lambda) + i\phi^0 (\bar{e}^\lambda \gamma^5 e^\lambda)] + \frac{ig}{2M\sqrt{2}} \phi^+ [-m_\lambda^\lambda (\bar{u}_j^\lambda C_{\lambda\kappa} (1 - \gamma^5) d_j^\kappa) + \\
 & m_\mu^\lambda (\bar{u}_j^\lambda C_{\lambda\kappa} (1 + \gamma^5) d_j^\kappa)] + \frac{ig}{2M\sqrt{2}} \phi^- [m_\lambda^\lambda (\bar{d}_j^\lambda C_{\lambda\kappa}^\dagger (1 + \gamma^5) u_j^\kappa) - m_\mu^\lambda (\bar{d}_j^\lambda C_{\lambda\kappa}^\dagger (1 - \\
 & \gamma^5) u_j^\kappa) - \frac{g}{2} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} H (\bar{u}_j^\lambda u_j^\lambda) - \frac{g}{2} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} H (\bar{d}_j^\lambda d_j^\lambda) + \frac{ig}{2} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} \phi^0 (\bar{u}_j^\lambda \gamma^5 u_j^\lambda) - \\
 & \frac{ig}{2} \frac{m_\lambda^\lambda}{M} \phi^0 (\bar{d}_j^\lambda \gamma^5 d_j^\lambda) + \bar{X}^+ (\partial^2 - M^2) X^+ + \bar{X}^- (\partial^2 - M^2) X^- + \bar{X}^0 (\partial^2 - \\
 & \frac{M^2}{c_w^2}) X^0 + \bar{Y} \partial^2 Y + igc_w W_\mu^+ (\partial_\mu \bar{X}^0 X^- - \partial_\mu \bar{X}^- X^0) + ig_s w W_\mu^+ (\partial_\mu \bar{Y} X^- - \\
 & \partial_\mu \bar{X}^+ Y) + igc_w W_\mu^- (\partial_\mu \bar{X}^- X^0 - \partial_\mu \bar{X}^0 X^+) + ig_s w W_\mu^- (\partial_\mu \bar{X}^- Y - \\
 & \partial_\mu \bar{Y} X^+) + igc_w Z_\mu^0 (\partial_\mu \bar{X}^+ X^- - \partial_\mu \bar{X}^- X^+) + ig_s w A_\mu (\partial_\mu \bar{X}^+ X^- - \\
 & \partial_\mu \bar{X}^- X^+) - \frac{1}{2}gM [\bar{X}^+ X^+ H + \bar{X}^- X^- H + \frac{1}{c_w^2} \bar{X}^0 X^0 H] + \\
 & \frac{1-2c_w^2}{2c_w} igM [\bar{X}^+ X^0 \phi^+ - \bar{X}^- X^0 \phi^-] + \frac{1}{2c_w} igM [\bar{X}^0 X^+ \phi^+ - \bar{X}^0 X^+ \phi^-] + \\
 & igM s_w [\bar{X}^0 X^- \phi^+ - \bar{X}^0 X^- \phi^-] + \frac{1}{2}igM [\bar{X}^+ X^+ \phi^0 - \bar{X}^- X^- \phi^0]
 \end{aligned}$$

# Standard Modell - miből áll

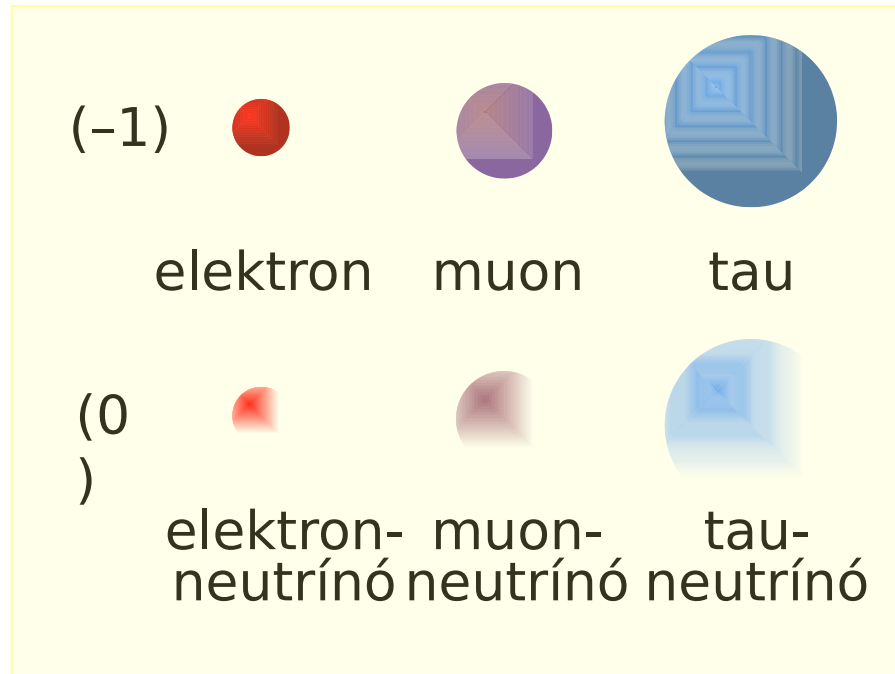


# Fermionok és bozonok

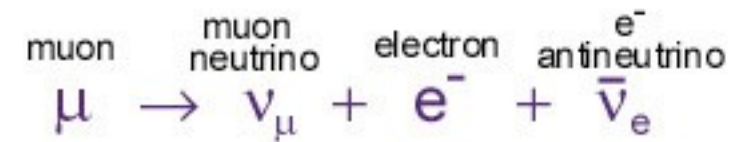
- Spin: belső impulzus-momentum
- Analógia:  
Föld forgása a tengelye körül spin  
Föld keringése a Nap körül pályamomentum
- Elemi részecskék esetében a spin nem köthető forgáshoz, hanem egy belső tulajdonság!
- Kvantum-rendszerekben az impulzusmomentum kvantált, egész (0,1,2...) és fél-egész (1/2,3/2..) értékeket vehet fel
- A lehetséges értékek száma  $2s+1$
- Fermionok: fél-egész spinű részecskék az elektron, a proton, a neutron 1/2-spinű
- Bozonok: egész spinű részecskék pl. a foton, a pion 1-spinű
- Alapvető különbség a viselkedésük, a fermionok kizárhatják egymást (elektronhéjak), a bozonok nem, sőt, bizonyos esetekben kedvező azonos állapotban lenniük



# Leptonok

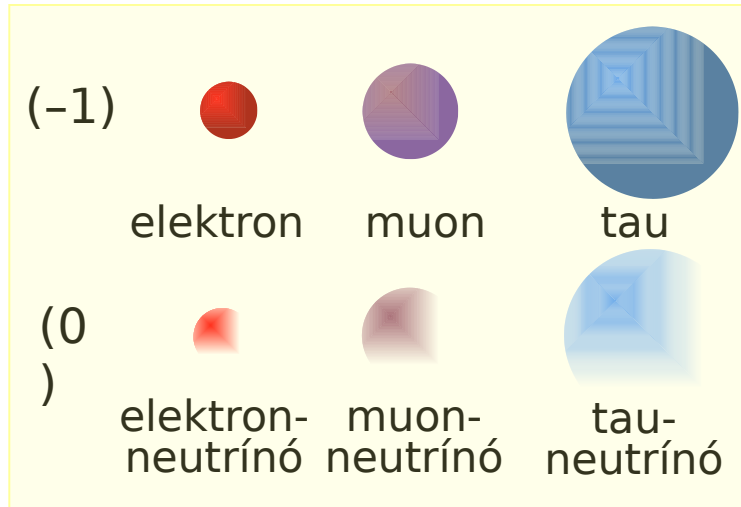


- Elektromosan töltött leptonok: a negatív töltésű elektron és nehezebb társai
- A nehéz töltött leptonok elbomlanak, például

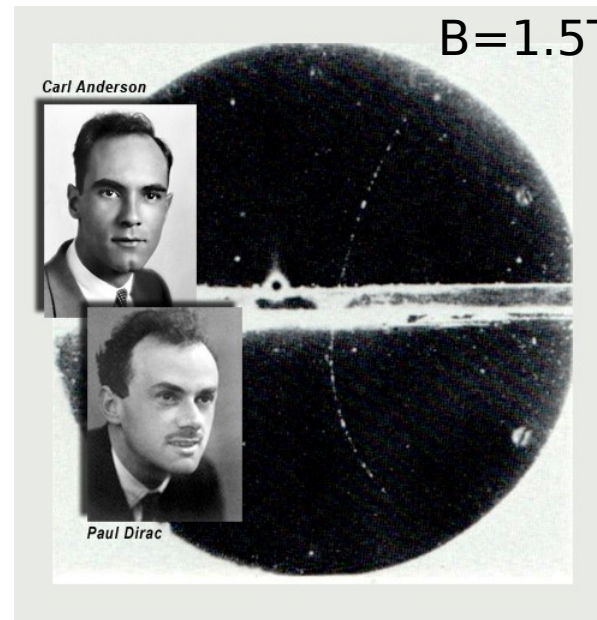
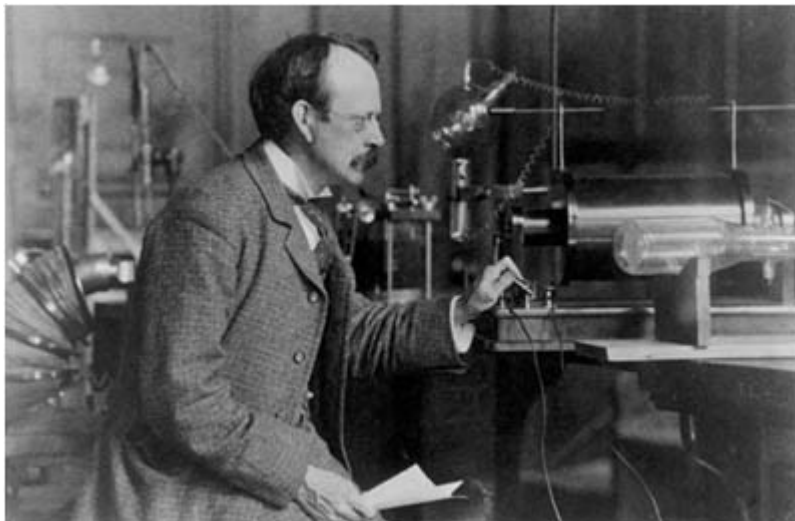


- Semleges neutrínók: nagyon könnyűek (sokáig 0-tömegűnek tartották őket) és nehezen észlelhetők
- A neutrínók nagyon gyengén hatnak kölcsön, jelenlétükre fizikai folyamatokban általában a hiányzó energia és impulzus utal (energia és impulzus megmaradás!)

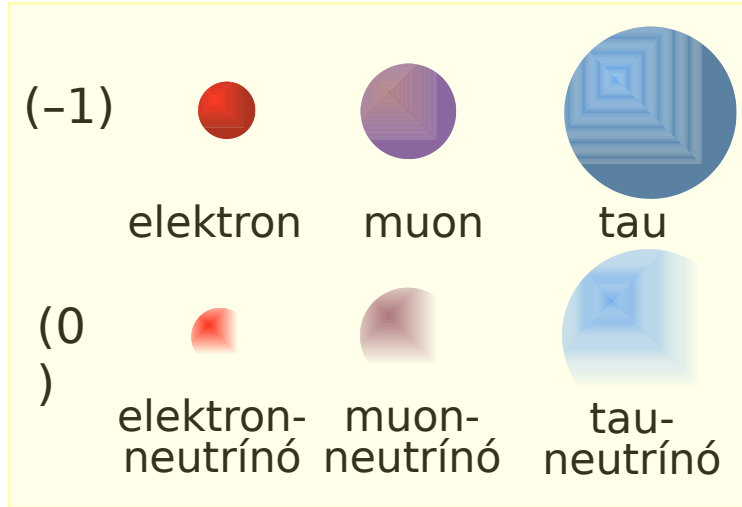
# Leptonok



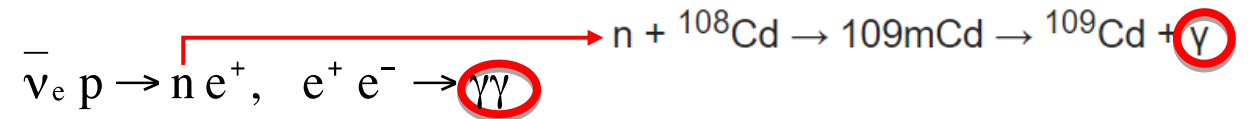
- 1897, J.J. Thomson, katódsugárzás vizsgálata: elektron
- Carl Anderson, kozmikus sugarak vizsgálata ködkamrával
  - 1932, pozitron, az elektron anti-részecske társa
  - 1936, muon (eleinte “ $\mu$ -mezon”, azt hitték, hogy az erős kölcsönhatás akkoriban hitt közvetítő részecskéjét találta meg)



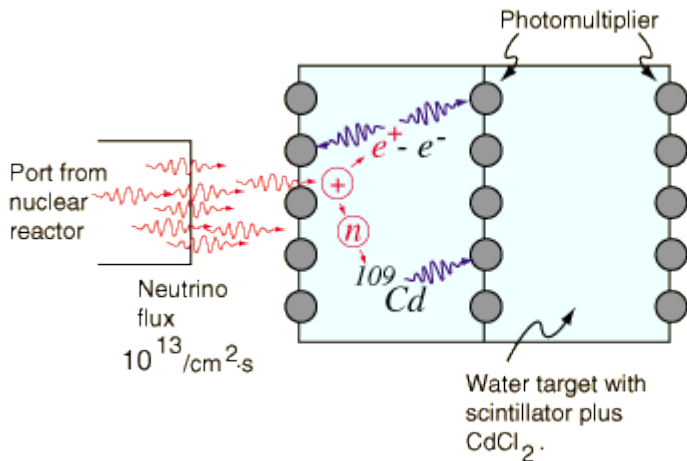
# Leptonok



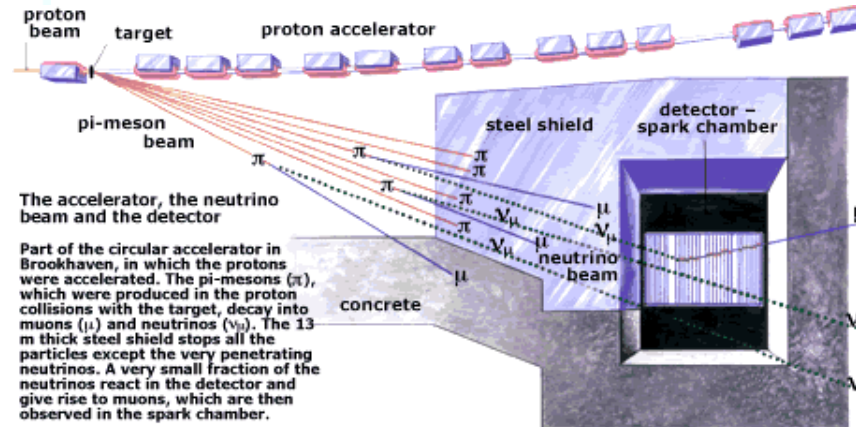
- 1930, Wolfgang Pauli,  $\beta$ -bomlás magyarázata, a neutrínó hipotézis
- 1956, C. Cowan & F. Reines, reaktor anti-neutrínó kimutatása vízzel teli detektorral (neutron (reaktorból) befogás + pozitron megsemmisülés)



- 1962, L.M. Lederman, M. Schwartz, J. Steinberger, Brookhaven AGS neutrínó nyaláb: müon neutrínó



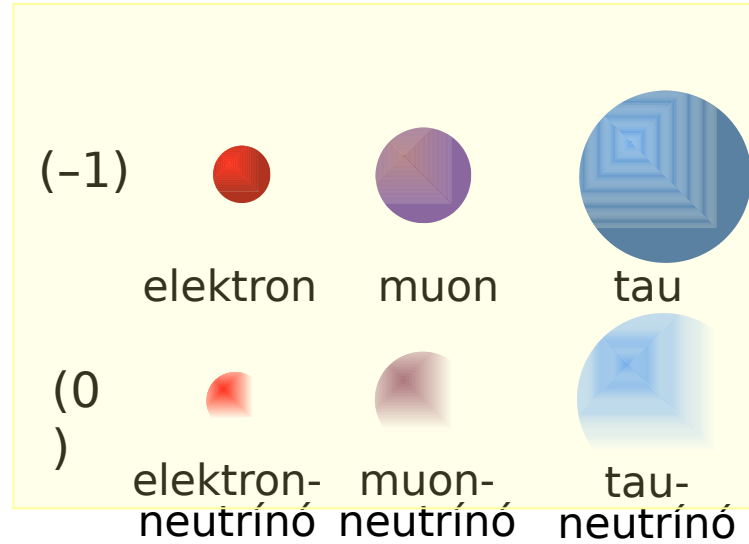
Delayed coincident detection of  $\gamma$  from  ${}^{109}\text{Cd}$  with pair of  $\gamma$ 's from  $e^+ e^-$  annihilation.



Based on a drawing in Scientific American, March 1963.



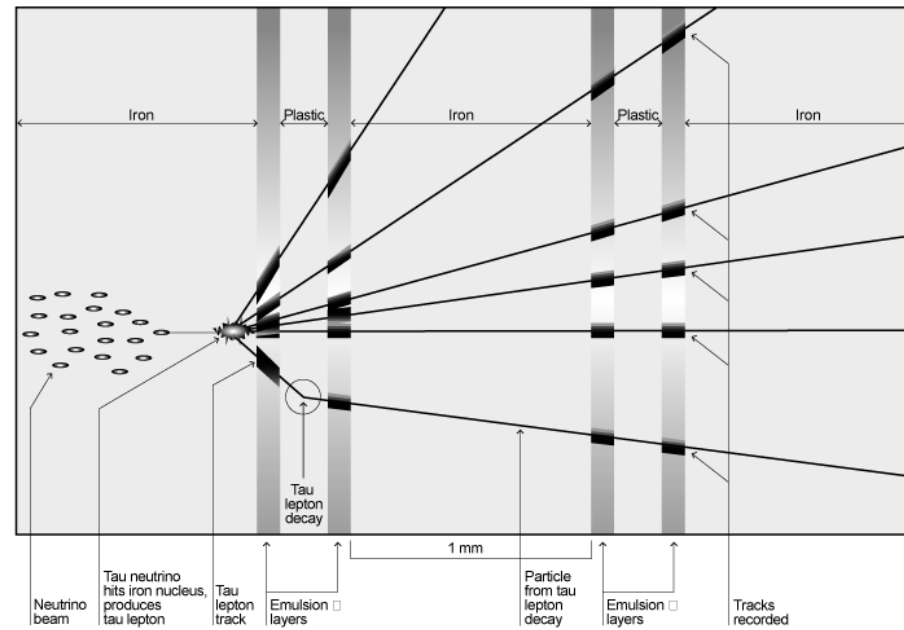
# Leptonok



- 1974-77, M.L. Perl et al. (SLAC-LBL), SPEAR  $e^+e^-$  ütköztetőnél  $e^+e^- \rightarrow e^\pm + \mu^\mp + E_{\text{hiányzó}}$  események  

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^- \rightarrow e^\pm + \mu^\mp + 4\nu$$

- 2000, DONUT kollaboráció (FNAL): tau neutrínó  
**Detecting a Tau Neutrino**



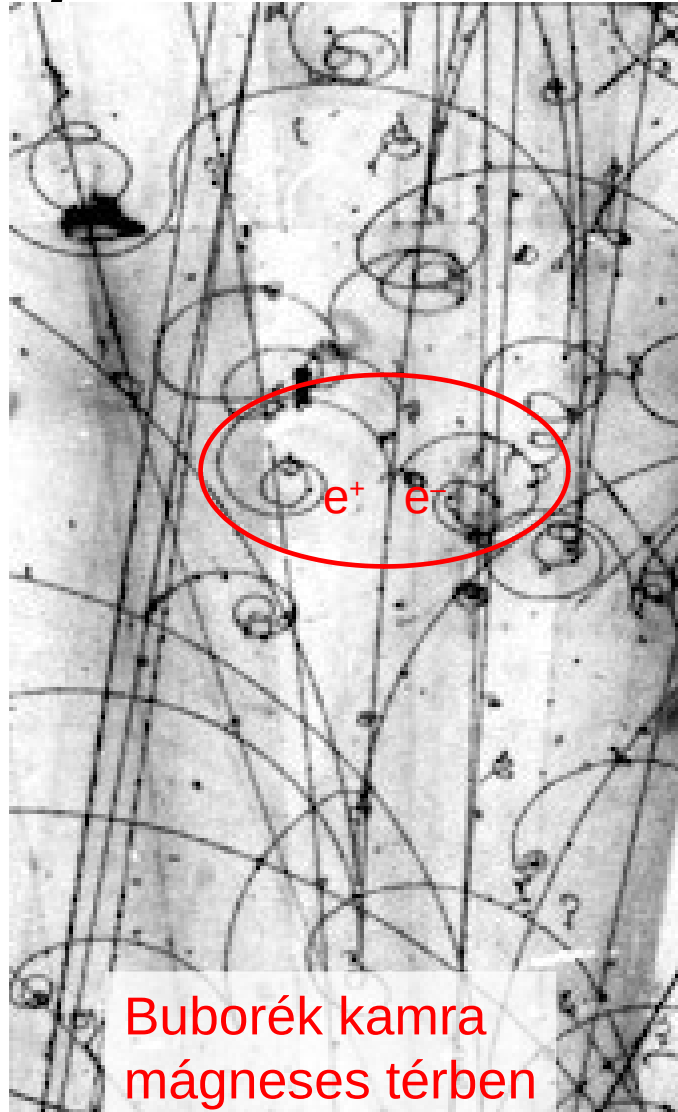
Of one million million tau neutrinos crossing the DONUT detector, scientists expect about one to interact with an iron nucleus.

*Magyar vonatkozás:*  
 1957, Szalay Sándor és Csikai Gyula:  
 Anti-neutrínó észlelés  ${}^6\text{He}$   $\beta$ -  
 bomlásában

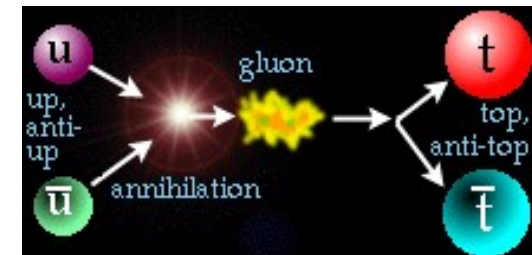
[http://epa.oszk.hu/00300/00342/00185/pdf/FizSzem\\_EPA00342\\_2005\\_10\\_35](http://epa.oszk.hu/00300/00342/00185/pdf/FizSzem_EPA00342_2005_10_35)



# Anyag és anti-anyag

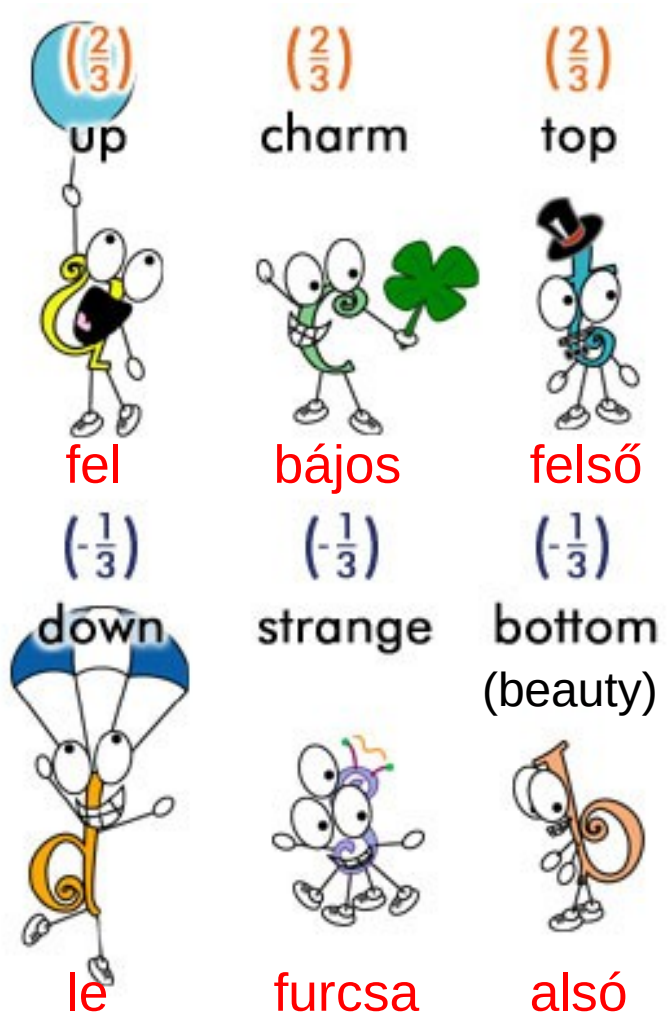


- Dirac-egyenlet negatív energiájú megoldása (1928)
- Minden részecskének van egy anti-részecske párja, amely mindenben megegyezik vele csak a töltése ellentétes:  
proton (+) -> anti-proton (-)  
elektron (-) -> pozitron (+)
- Gravitáció azonosan hat részecskékre és anti-részecskékre, mivel tömegük azonos
- A természetben  $\beta$ -bomlásban és kozmikus sugarak hatására a föld légkörében is keletkeznek
- Pozitron felfedezése kozmikus sugarak vizsgálatával (C. Anderson, 1932)
- Ha egy részecske és egy anti-részecske találkozik, energia felszabadulása közben megsemmisülnek
- Az univerzum születésekor azonos számban keletkeztek részecskék és anti-részecskék.

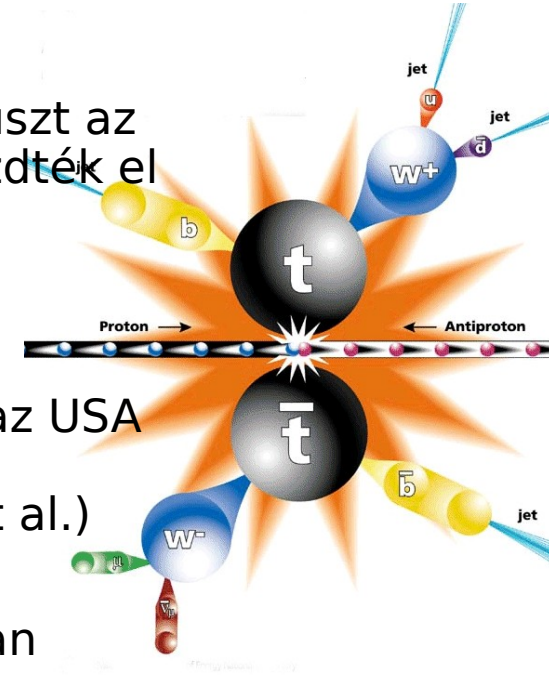




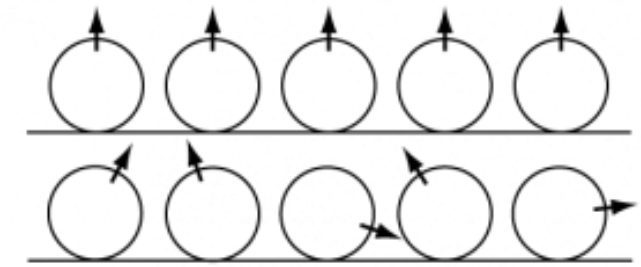
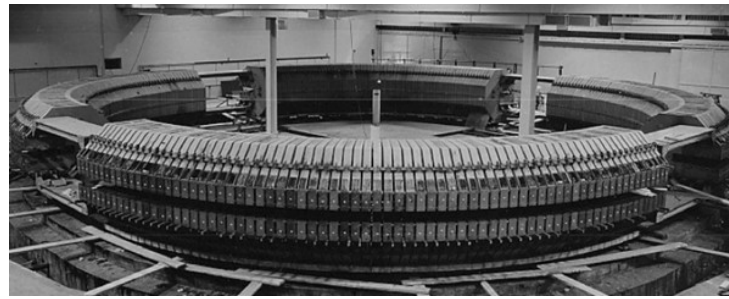
# Kvarkok



- 1964: M. Gell-Mann és G. Zweig felismeri, hogy a rengeteg részecske-ütköztetésben megfigyelt új részecske, megmagyarázható csupán három elemi alkotórész az u, d és s kvarkok létével
- 1970: S. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani megjósolja a c kvark létezését, ami megmagyarázza a  $K_0$  bomlásának a problémáját (mint amikor a Neptunusz az Uránusz pályájának a zavarából kezdték el keresni)
- 1973: M. Kobayashi, T. Maskawa megjósolja a b kvark létezését
- 1974: c kvark egyidejű felfedezése az USA BNL (S. Ting et al.) és SLAC (B. Richter et al.) laboratóriumaiban
- 1977: b kvark felfedezése a FNAL-ban (USA)
- 1995: t kvark felfedezése a FNAL-ban

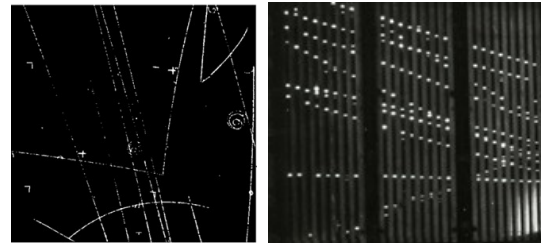


# Mi volt eddig?



$$L \equiv T - V. \quad L = \frac{1}{2}m\dot{x}^2 - \frac{1}{2}kx^2.$$

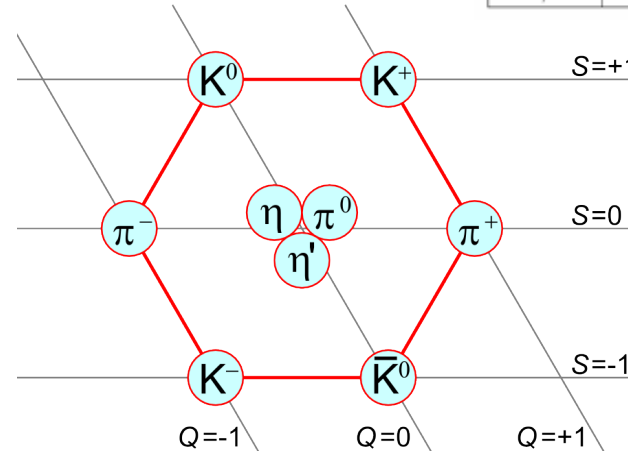
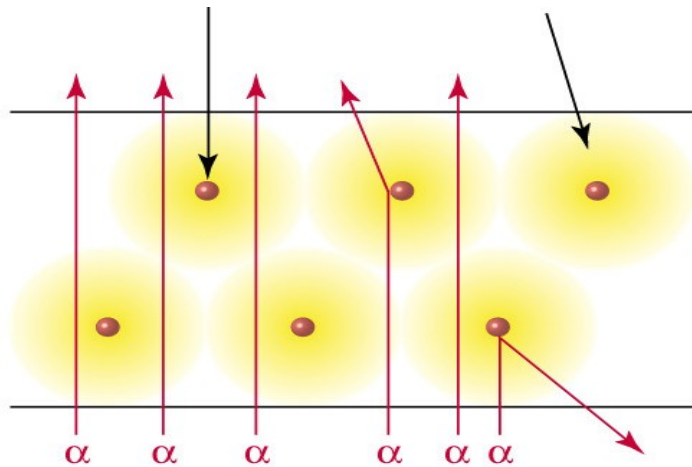
$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} \right) = \frac{\partial L}{\partial x} \quad m\ddot{x} = -kx$$



Mesons	$\langle \text{Mass} \rangle$	$J^{PC}$	$I$	$S$
$\pi^-, \pi^0, \pi^+$	138.0	$0^{-+}$	1	0
$K^0, K^+$	495.7	$0^{-}$	1/2	+1
$K^-, \bar{K}^0$				-1
$\eta$	547.3	$0^{-+}$	0	0
$\rho^-, \rho^0, \rho^+$	770.0	$1^{--}$	1	0
$\omega$	781.9	$1^{--}$	0	0
$K^{*0}, K^{*+}$	893.7	$1^{-}$	1/2	+1
$K^{*-}, \bar{K}^{*0}$				-1
$\eta'$	957.8	$0^{-+}$	0	0
$\phi$	1019.5	$1^{--}$	0	0

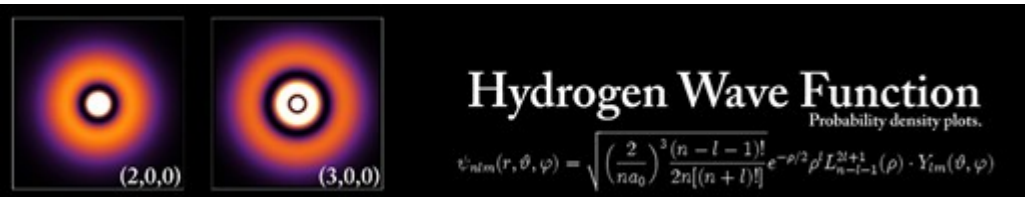
## SU(3)xSU(2)xU(1)

idő-eltolás energia megmaradás



strong nuclear force			electromagnetic force		weak nuclear force	
Mass: eV/c <sup>2</sup>	Charge	Spin	Name	Mass: eV/c <sup>2</sup>	Charge	Spin
2.3 M	2/3	1/2	u up	126 G	0	0
1.27 G	2/3	1/2	c charm	0	0	0
173.1 G	2/3	1/2	t top	0	0	0
4.8 M	-1/3	1/2	d down	0	0	0
95 M	-1/3	1/2	s strange	0	0	0
4.2 G	-1/3	1/2	b bottom	0	0	0
0.511 M	-1	1/2	e electron	0	1	1
105.7 M	-1	1/2	$\mu$ muon	0	1	1
1.78 G	-1	1/2	$\tau$ tau	0	1	1
0	0	1	$\gamma$ photon	0	0	0
<2.2	0	1/2	$\nu_e$ e neutrino	80.4 G	$\pm 1$	1
0.17 M	0	1/2	$\nu_\mu$ $\mu$ neutrino	91.2 G	0	1
<15.5 M	0	1/2	$\nu_\tau$ $\tau$ neutrino	W boson	Z boson	

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}(\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi$$

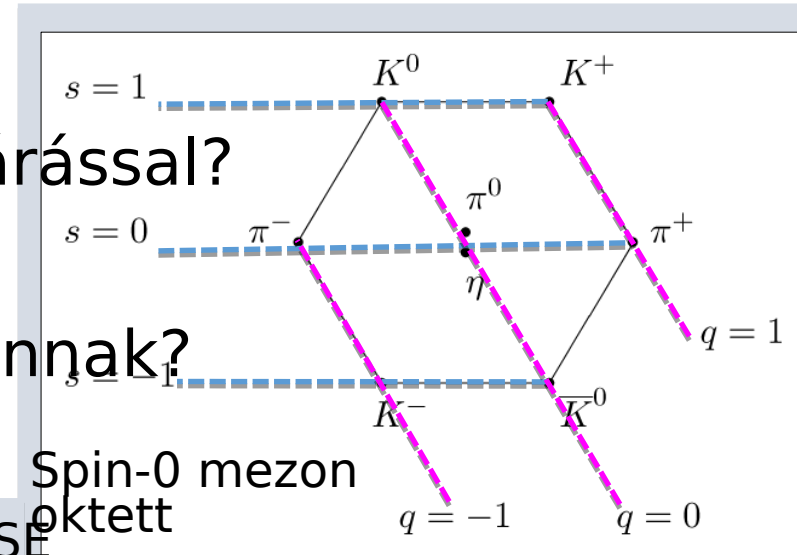


# A kvarkok színe

## Problémák a kvark modellel

- $\Delta^{++} = (u \uparrow u \uparrow u \uparrow)$   
3 azonos fermion, mi van a Pauli-kizárással?
- Mi tartja össze a hadronokat?
- Miért csak (qq) és (qqq) hadronok vannak?
- Miért nincs szabad kvark?

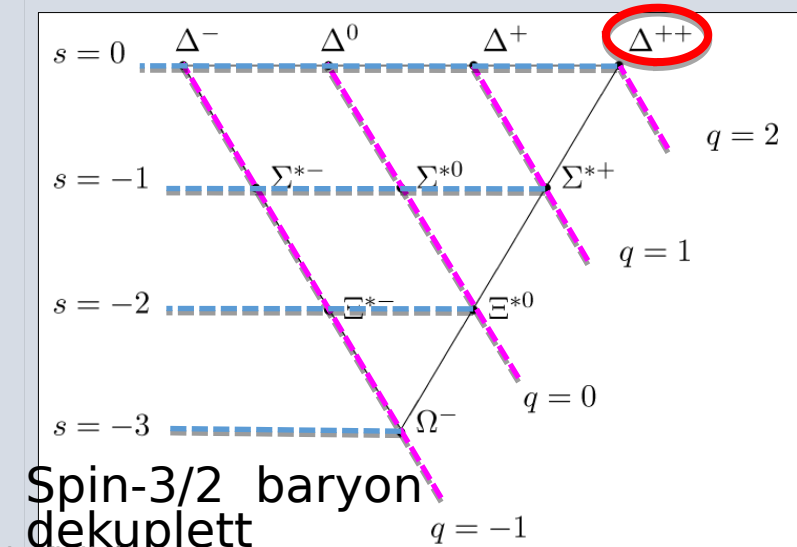
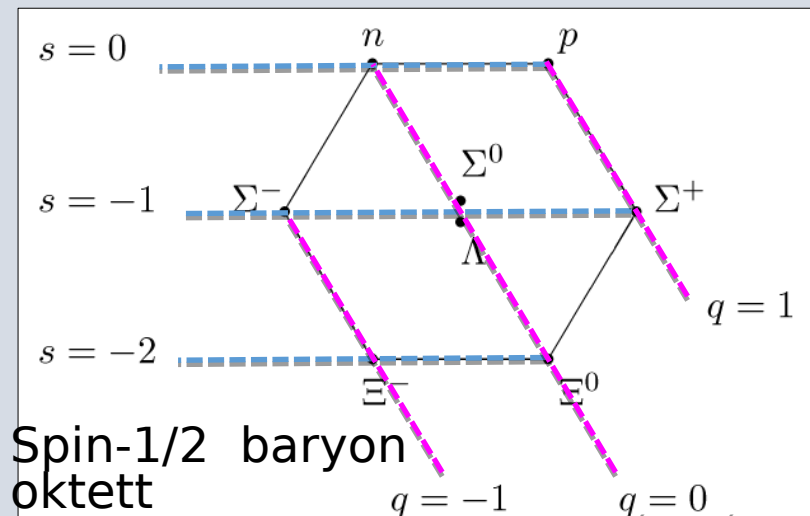
**Mezonok:** kvark - antikvark pár  
**Barionok:** három-kvark állapot



## A HADRONOK RENDSZEREZÉSE

q:  
elektromos  
töltés

s:  
strange-  
kvark szám



# A kvarkok színe

**SU(3) x SU(2) x U(1)**

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = U(x)\psi(x) = e^{i\frac{\alpha_k(x)}{2}\lambda_k} \psi(x)$$

## Problémák a kvark modellel

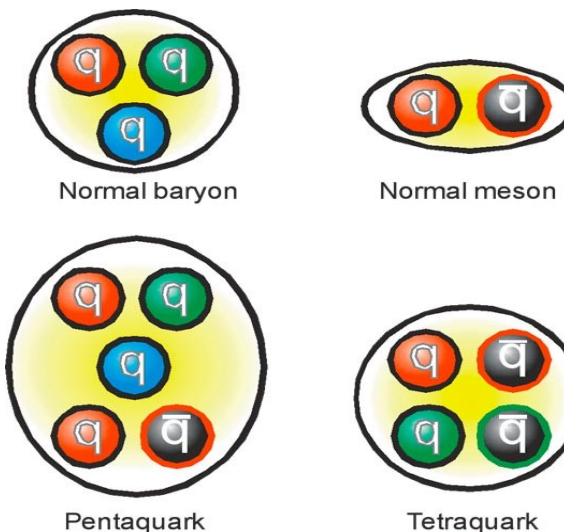
- $\Delta^{++} = (u \uparrow u \uparrow u \uparrow)$   
3 azonos fermion, mi van a Pauli-kizárással?
- Mi tartja össze a hadronokat?
- Miért csak (qq) és (qqq) hadronok vannak?
- Miért nincs szabad kvark?

$$\begin{matrix} \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}}_{\lambda_1} & \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}}_{\lambda_2} & \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}}_{\lambda_3} & \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}}_{\lambda_4} \\ \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}}_{\lambda_5} & \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}}_{\lambda_6} & \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}}_{\lambda_7} & \underbrace{\frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}}_{\lambda_8} \end{matrix}$$

Új kvantumszám, a "szín" bevezetése: **Red, Green, Blue**  $\Rightarrow$  szín-töltés (kvantum szín dinamika, QCD [quantum color dynamics])

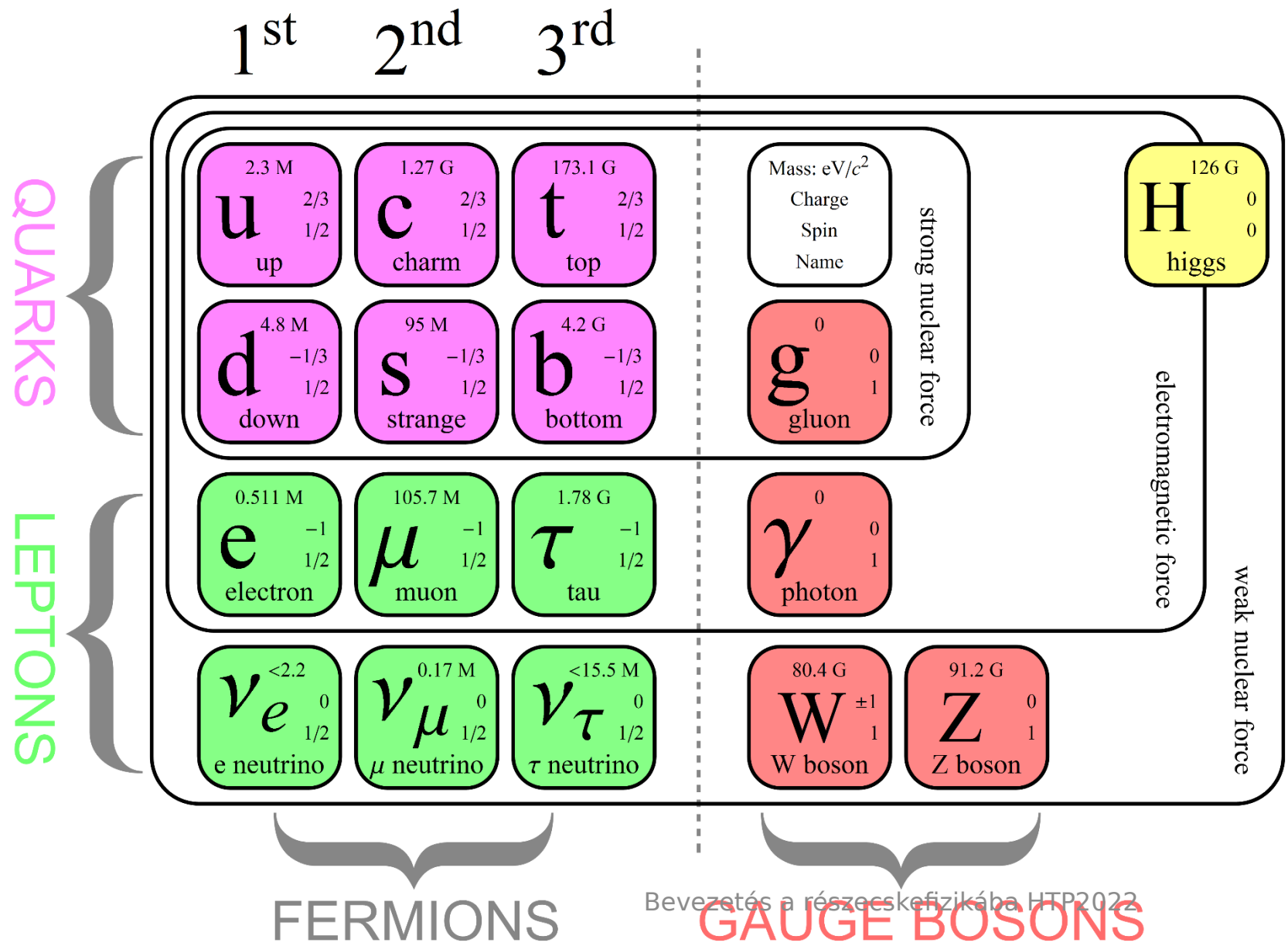
$\Delta^{++}$  kvarkjai különböző (színű) kvantumállapotban vannak  
A kvarkok között erős szín-szín vonzás van (a szín az erős kölcsönhatás töltése)

Csak színtelen állapotok szabadok (kvarkbezárás)



Analógia a színlátással: 3 erős kölcsönhatás állapot  $\sim$  3 alapszín  
(anti-szín  $\sim$  kiegészítő szín, színtelen állapot  $\sim$  fehér)

# Standard Modell – jöhetnek a mértékbozonok



# Kvantum-elektrodinamika Lagrange egyenlete

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi$$

Kinetikus tag

$$-m\bar{\psi}\psi$$

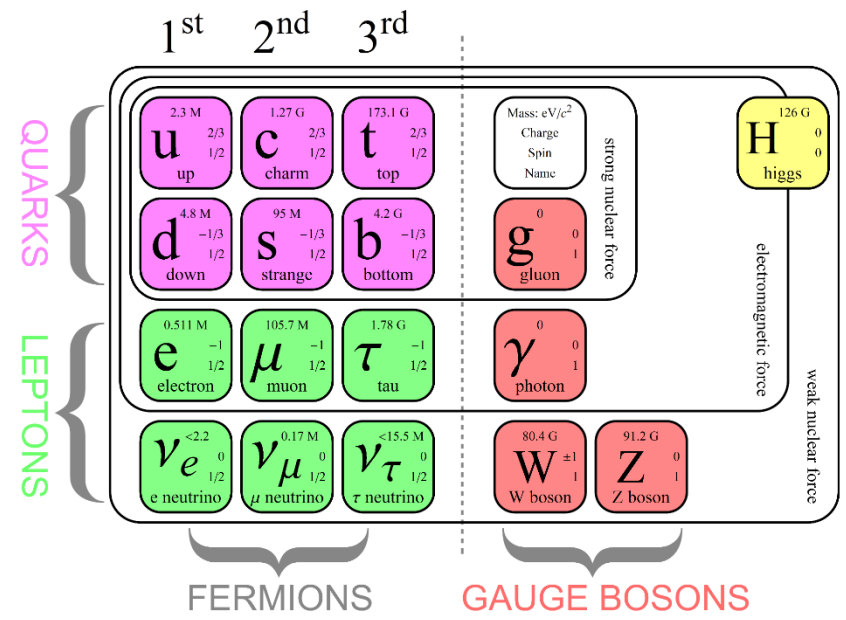
Tömegtag

$$-e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu$$

Kölcsönhatás a mértékbozonnal **itt a foton**  
 Nem azt mondjuk, hogy itt ekkora az elektromos  
 térerősség,  
 a kölcsönhatást fotonok cseréjével adom meg.  
 A kölcsönhatásnak van **forrása**, itt ez az  
 elektromos töltés.

$$-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$$

Mértéktér kinetikus tagja



# Elemi kölcsönhatások, erők

	<b>Elektromágneses <math>\gamma</math></b>	<b>Erős <math>g</math></b>	<b>Gyenge <math>W, Z</math></b>	<b>Gravitációs (Graviton?)</b>
<i>Forrás</i>	<i>Elektromos töltés</i>	<i>szín</i>	<i>Gyenge izospin</i>	<i>tömeg</i>
<i>Példák</i>	<i>Atomok, molekulák Optikai és elektromos berendezések Telekommunikáció</i>	<i>Nukleonok (és más hadronok) Magfúzió a csillagokban</i>	<i>Neutron bomlás <math>n \rightarrow p^+ e^- \bar{\nu}_e</math> Radioaktív -bomlások Energiatermelés a csillagokban</i>	<i>Eső tárgyak Égitestek, galaxisok, fekete lyukak</i>
<i>Potenciál</i>	$\sim 1/r$	$-a/r + b r$	$\sim e^{-m_V r} / r$	$\sim 1/r$
<i>Hatótávolság</i>	$\infty$ ( $F \sim 1/r^2$ )	<i>Rövid (1 fm <math>\sim 1/m_\pi</math>)</i>	<i>Rövid (&lt;1 fm)</i>	$\infty$ ( $F \sim 1/r^2$ )
<i>Élettartam</i>	$10^{-20} - 10^{-16}$ s $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$10^{-23}$ s $\Delta \rightarrow p\pi$	$>10^{-12}$ s $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	

1 fm =  $10^{-15}$  m  
 $R_{\text{proton}} = 0.8$  fm



# AZ ELEMI RÉSZECSKÉK ÉS ALAPVETŐ KÖLCSÖNHATÁSOK Standard Modellje

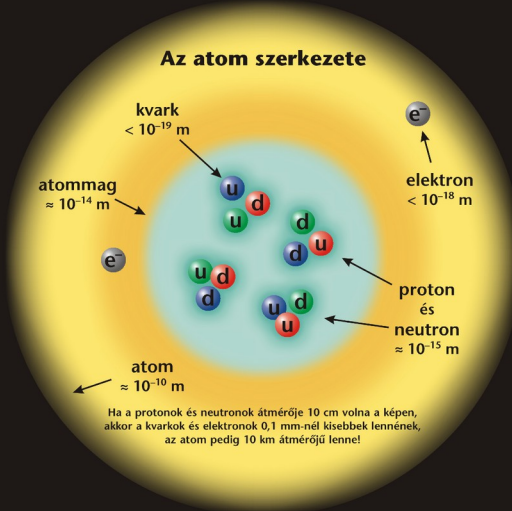
Az elemi részecskékre és alapvető kölcsönhatásokra vonatkozó jelenlegi legfontosabb ismereteinket összegzi a Standard Modell, amely az erős és egyesített elektromgyenge kölcsönhatások elmélete. A gravitáció, jóllehet alapvető kölcsönhatás, nem része a Standard Modellnek.

**Fermionok** – az anyag építőköve, spinjük: 1/2, 3/2, 5/2 ...

kvarkok (spin = 1/2)			leptonok (spin = 1/2)		
jel/íz	tömeg GeV/c <sup>2</sup>	elektr. töltés	jel/íz	tömeg GeV/c <sup>2</sup>	elektr. töltés
u up	0,003	2/3	ν <sub>e</sub> elektron neutrínó	< 10 <sup>-8</sup>	0
d down	0,006	-1/3	e elektron	0,000511	-1
c charm	1,3	2/3	ν <sub>μ</sub> müion neutrínó	< 0,0002	0
s strange	0,1	-1/3	μ müion	0,106	-1
t top	175	2/3	ν <sub>τ</sub> tau neutrínó	< 0,02	0
b bottom	4,3	-1/3	τ tau	1,7771	-1

**Tömeg:** a részecskefizikában az energiát elektronvoltban (eV), a tömeget GeV/c<sup>2</sup> egységekben ( $E = mc^2$ ) mérik. 1 GeV = 10<sup>9</sup> eV = 1,60 · 10<sup>-10</sup> J. A proton tömege 0,938 GeV/c<sup>2</sup> = 1,67 · 10<sup>-27</sup> kg.

**Töltés:** az elektromos töltéseket a protontöltés egységében adjuk meg. A proton töltése 1,60 · 10<sup>-19</sup> Coulomb.



**Bozonok** – a kölcsönhatások közvetítői, spinjük: 0, 1, 2 ...

erős – szín (spin = 1)			elektromgyenge (spin = 1)		
jel/név	tömeg GeV/c <sup>2</sup>	elektr. töltés	jel/név	tömeg GeV/c <sup>2</sup>	elektr. töltés
g gluon	0	0	γ gamma-foton	0	0
			W <sup>±</sup> W-bozon	80,39	-1 / 1
			Z <sup>0</sup> Z-null bozon	91,187	0

**Szintöltés:** a kvarkok és gluonok „szintöltést” hordoznak. A kvarkok három-, a gluonok nyolcféle „színűek” lehetnek. Kvarkok és gluonok szabadon nem létezhetnek. Őket a szintöltések között ható alapvető erős kölcsönhatás kétféleképpen kötheti össze színsemleges hadronokba: vagy három kvark alkothat egy bariont, vagy egy kvark-antikvark-pár alkothat egy mezont.

**A visszamaradó erős kölcsönhatás** a színsemleges nukleonok – vagyis az atommagot alkotó neutronok és protonok – között hat (ez felelős a „magerőért”), jellegében Van der Waals-kölcsönhatáshoz hasonlít.

**A spin** a részecske saját perdülete. A spint ħ egységekben adjuk meg, ahol ħ = h/2π = 6,58 · 10<sup>-25</sup> GeVs = 1,05 · 10<sup>-34</sup> Js.

## Fermionikus hadronok

barionok (qqq) és antibarionok (q̄q̄q̄) – több száz ismert barion van				
jel/név	kvark-össz.	tömeg GeV/c <sup>2</sup>	elektr. töltés	spin
p proton	uud	0,938	1	1/2
p̄ anti-proton	ūūđ	0,938	-1	1/2
n neutron	udd	0,940	0	1/2
Λ lambda	uds	1,116	0	1/2
Ω omega	sss	1,672	-1	3/2

**Antianyag:** a részecskének általában van „antirészecskéje”, amely azonos tulajdonságú, de ellentétes töltésű, mint a részecske. Néhány elektromosan semleges részecske egyben saját antirészecskéje is. Ilyen a Z<sup>0</sup>-bozon, a γ-foton, vagy az η<sub>c</sub>-mezon, de a K<sup>0</sup>-kaon, mely dš kvark-antikvark-párból áll, már nem.

**Az ábrák** a jellemző fizikai folyamatokat csak szemléltetik, hozzájuk értelmes módon skálát rendelni nem lehet. A kékeszöld tartományok a gluonok felhőjét, illetve mezejét, a piros vonalak a kvarkok pályáját mutatják.

## A kölcsönhatások tulajdonságai

tulajdonság	erős		gyenge (elektromgyenge)	elektromágneses (elektromgyenge)	gravitációs (nem az SM része)
	alapvető	visszamaradó			
amire hat	szintöltés	lásd magyarázat	íz	elektromos töltés	tömeg, energia, lendület
ezek a részecskék érzik	kvarkok, gluonok	hadronok	kvarkok, leptonok	elektr. töltötték	minden
közvetítő részecske	gluonok	mezonok	W <sup>±</sup> , Z <sup>0</sup> -bozon	γ-foton	graviton (még nem figyelték meg)
relatív erősség két up kvarkra	25	–	0,8	1	10 <sup>-41</sup>
két proton az atommagban	60	–	10 <sup>-4</sup>	1	10 <sup>-41</sup>
	–	20	10 <sup>-7</sup>	1	10 <sup>-36</sup>

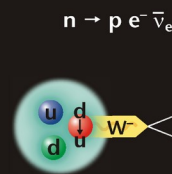
## Bozonikus hadronok

mezonok (q̄q)				
jel/név	kvark-össz.	tömeg GeV/c <sup>2</sup>	elektr. töltés	spin
π pion	uđ	0,140	1	0
K kaon	sū	0,494	-1	0
ρ ró-mezon	uđ	0,770	1	1
B <sup>0</sup> B-null mezon	dđ	5,279	0	0
η <sub>c</sub> eta-c mezon	cđ	2,980	0	0

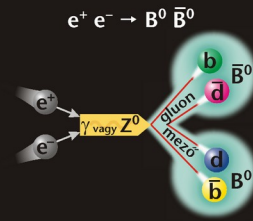
Az eredeti posztert a **Contemporary Physics Project** (<http://CPEPweb.org>) készítette. A magyar változat Kármán Tamás és Somogyi Gábor munkája.

Megjelent a **Fizikai Szemle** mellékleteként, tetszőleges méretre nagyítható változata letölthető a <http://fizikaiszemle.hu> honlapról.

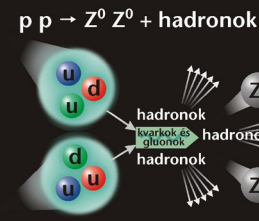
Köszönetünket fejezzük ki a megjelenést támogató **Paksi Atomerőmű Zrt.**-nek.



Egy neutron protonra, elektronra és antineutrínóra bomlik egy virtuális W-bozon (gyenge kölcsönhatás) közvetítésével. Ez a béta-bomlás.



Nagy energiájú elektron-pozitron-ütkezésben (elektromgyenge kölcsönhatás) B<sup>0</sup>-anti-B<sup>0</sup> keltése, γ-foton vagy Z<sup>0</sup>-bozon közvetítésével.



Nagy energiájú, erősen kölcsönható protonok ütközésekor keletkezhetnek hadronok és nehéz részecskék, például Z-bozonok.



# Miért kell a Higgs-bozon?

1995: t kvark felfedezése a FNAL-ban

2000, DONUT kollaboráció (FNAL): tau neutrino

Mindent felfedeztek, a kölcsönhatás szimmetriákra visszavezetve, kész vagyunk.

DE: A lokális szimmetriák nem engedik, hogy tömegük legyen az elemi részecskéknek, a kvarkoknak és leptonoknak, valamint a kölcsönhatásaikat közvetítő mértékbozonoknak, az ugyanis **sértené** a kölcsönhatást létrehozó szimmetriát.

EM és erős kölcsönhatás rendben volna, hisz a foton és a gluon tömege nulla.

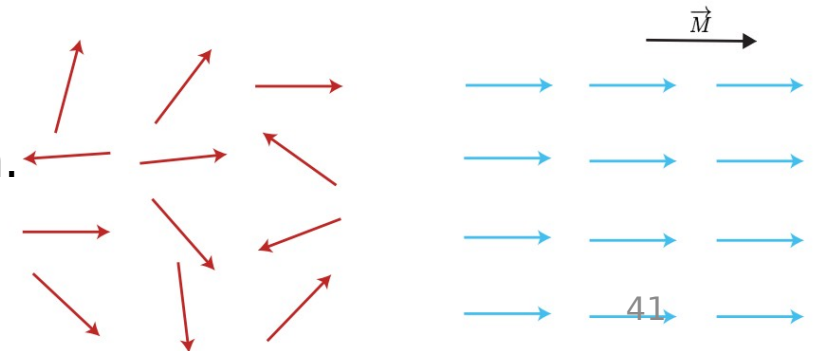
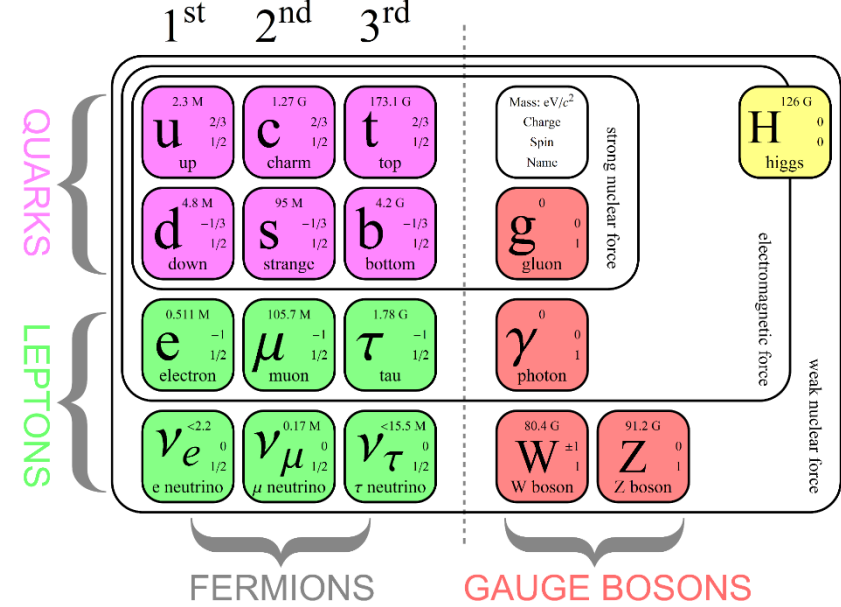
A kis tömegű kvarkok, leptonok se okoztak gyakorlati problémát, de az, hogy a W, Z tömeg nélküli legyen!

Bizonyos számításoknál már felmerült, hogy kell (?) egy skalár (0 spinű) részecske.

Szimmetria sérülését is megfigyelhetjük

pl. mágneses domének beállása esetén → spontán szimmetriasértés

Az egyenleteket szimmetrikusak maradnak, csak az alapállapot nem.



# Nincs spontán szimmetriasértés mexikói kalap nélkül

Analógia: Emberke a sombrérón

- A sombréro csúcsán ülő emberke szemével a világ teljesen kör (forgás) szimmetrikus
- A természet törvényei is szimmetrikusak (példánkban a gravitáció számára nincs kitüntetett irány)
- A csúcsról azonban bármilyen piciny fluktuáció (remegés) kibillentheti emberkénket, aki egy véletlen irányban csúszik le a kalap karimájára
- Helyzete a karimán immár sérti a rendszer szimmetriáját, noha a természet törvényei szimmetrikusak maradnak (nincs kitüntetett irány)
- A hengerszimmetriából csak annyi marad, hogy a potenciálvölgyben a részecske erőhatás nélkül mozoghat.



# Gyakorlatban mit jelent



Feltételezzük, hogy a világunk üres terét kitölti egy mező, amely elrontja a vákuum szimmetriáit, ennek a potenciálja

$$\mathcal{L} = -F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + D^\mu\phi D_\mu\phi^* - \mu^2\phi\phi^* - \lambda(\phi\phi^*)^2.$$

Felírom a lecsúszott emberke környezetében  $\phi(x) = (\rho(x) + v)e^{i\xi(x)}$   
Visszahelyettesítve, tömeges mértéktér,  
és lesz tömeges komponense a Higgs-mezőnek (v-vel

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= -F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + (\partial_\mu u + iqA_\mu)(\rho + v)e^{i\xi}(\partial^\mu - iqA^\mu)(\rho + v)e^{-i\xi} \\ &\quad - \mu^2(\rho + v)^2 - \lambda(\rho + v)^4 \\ &= -F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \partial_\mu\rho\partial^\mu\rho + (\rho + v)^2\partial_\mu\xi\partial^\mu\xi + q^2(\rho + v)^2A_\mu^2 \\ &\quad - 2q(\rho + v)^2\partial_\mu\xi(x)A^\mu - 4\lambda v^2\rho^2 - \lambda\rho^4 - 4\lambda\rho^3v + \lambda v^4 \\ &= -F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \partial_\mu\rho\partial^\mu\rho + v^2\partial_\mu\xi\partial^\mu\xi - 4\lambda v^2\rho^2 + q^2v^2A_\mu^2 - 2qv^2\partial_\mu\xi(x)A^\mu\end{aligned}$$

# Még néhány megjegyzés

- A Higgs-mező megjelenése lehetővé teszi, hogy az egyenletekbe tömegtagokat írjunk anélkül, hogy elrontanánk a kölcsönhatások szimmetriáit, ebben az értelemben a Higgs-mező nem hozza létre, csak megengedi a tömegeket.
- A makroszkopikus világunk tömege nem a Higgs-mechanizmusnak köszönhető, hiszen a proton és a neutron tömegében az őket alkotó elemi részecskék, a kvarkok tömegjáruléka igen kicsiny, néhány százaléknyi, a legnagyobb része a kvarkok nukleonon belüli energiájának tulajdonítható.

# Higgs-bozon keresése

Korábbi kísérletek kizártak tartományokat, ahol nem lehet:

A 4 LEP-kísérlet eredményeinek statisztikus összegzése azt mutatta,

hogy a Standard Modell Higgs-bozonjának,

ha egyáltalán létezik, 95% megbízhatóság (konfidencia) mellett 114,4 GeV

feletti tömeggel kell rendelkeznie.

Az elméleti fizikusok kiszámolták az egyes csatornák

Valószínűségét:

$H \rightarrow ZZ$

•  **$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ : "Golden channel"**

•  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\nu$ : Nagy tömegre

•  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4q$ : Nagy tömegre

$H \rightarrow WW$

•  **$H \rightarrow WW \rightarrow 4l$ : Legérzékenyebb**

•  $H \rightarrow WW \rightarrow 4q$ : Leggyakoribb

**$H \rightarrow \gamma\gamma$**

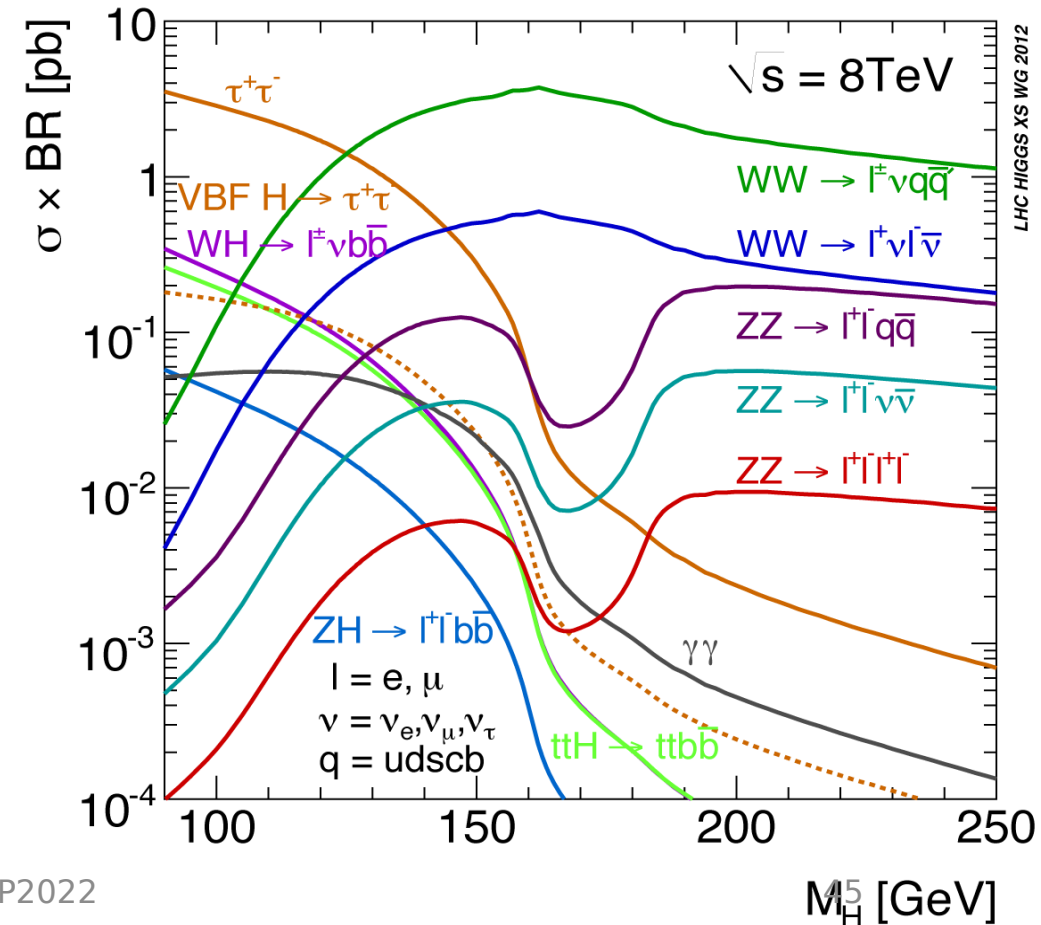
• **Ritka, kis tömegre a legjobb**

$H \rightarrow \tau\tau$

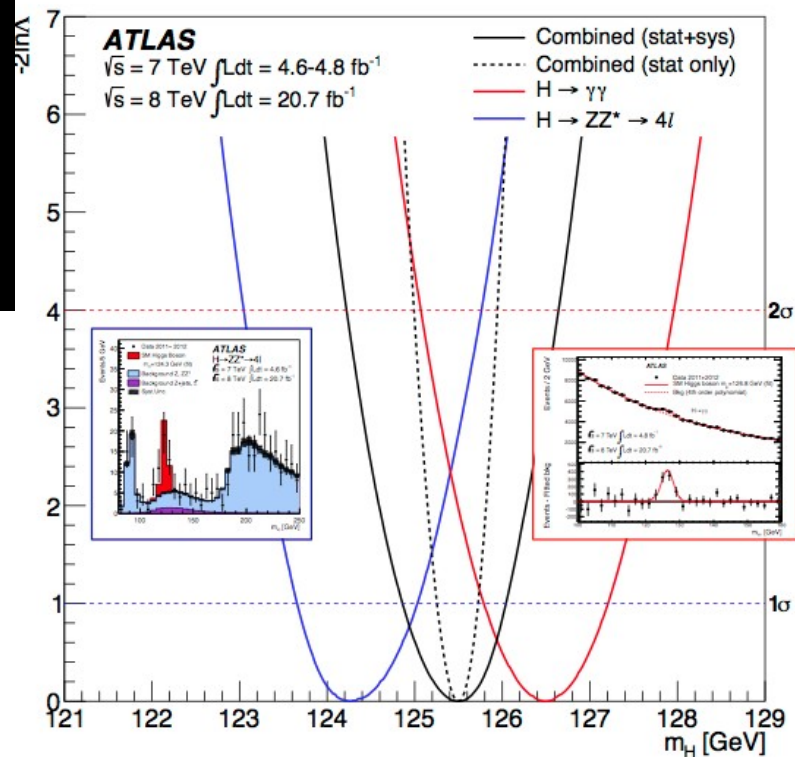
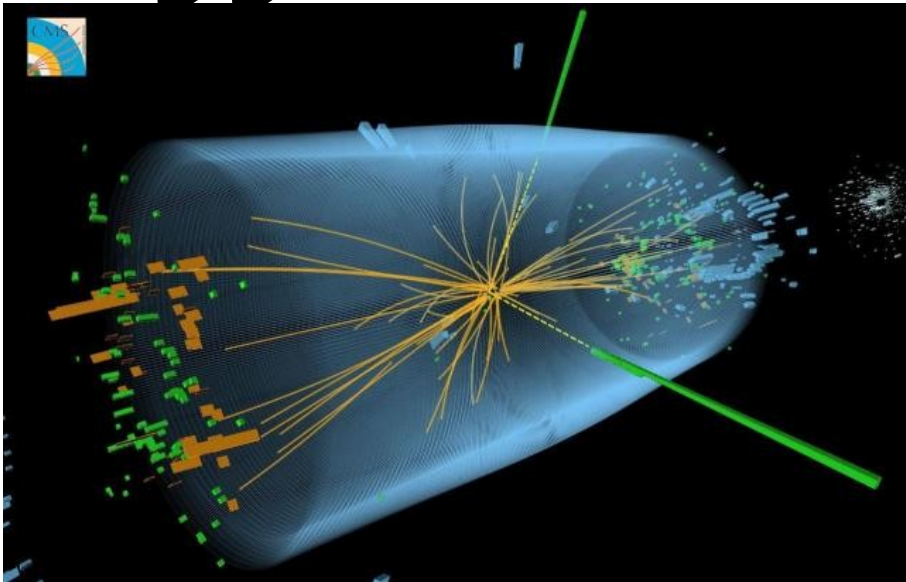
• Ritka, kis tömegre kedvező jel/háttér arány

$H \rightarrow b\bar{b}$

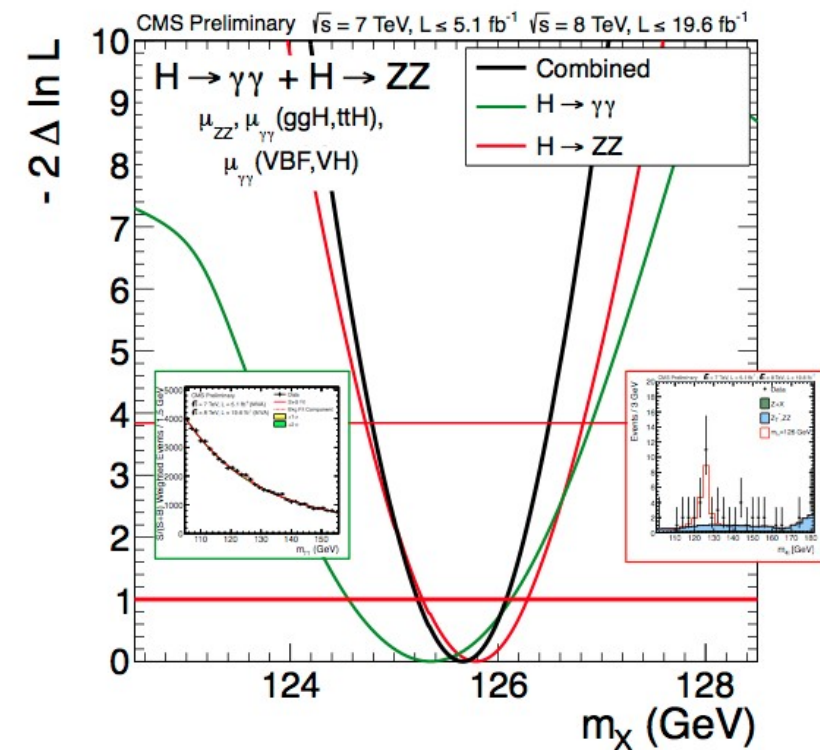
•  $ttH$ ,  $ZH$ ,  $WH$ , hasznos de nehéz a jelentős háttér miatt



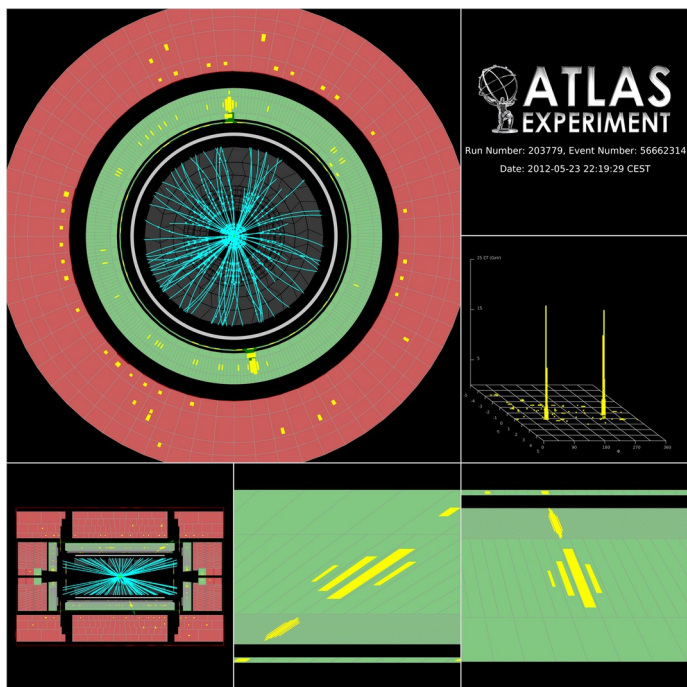
# Higgs-bozon felfedezése



**ATLAS:**  $M_H = 125.5 \pm 0.2_{\text{stat}} \pm 0.6_{\text{sys}} \text{ GeV}$

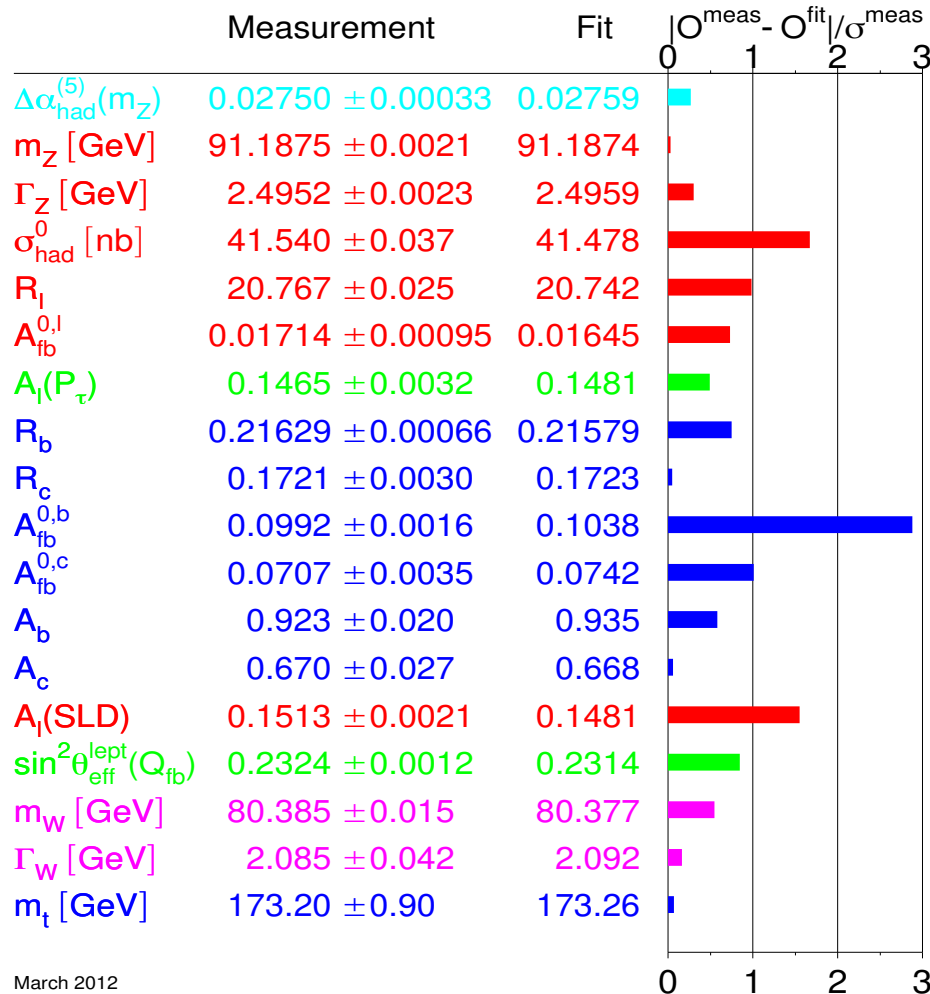


**CMS:**  $M_H = 125.7 \pm 0.3_{\text{stat}} \pm 0.3_{\text{sys}} \text{ GeV}$



# A Standard Modell sikere

$|\text{mért} - \text{elmélet}| / \text{mérési pontosság}$

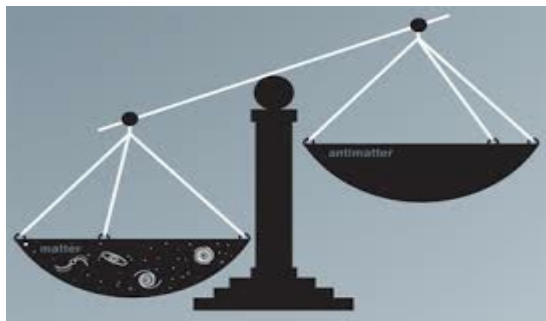
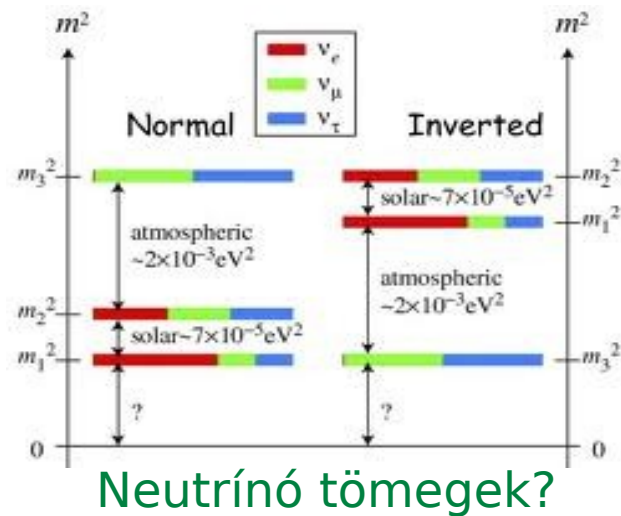


- Sok kísérlet (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL @ LEP, D0, CDF @ Tevatron, SLD, ... ) számos eredményének kombinációja
- Kevés kilógó eredmény
- Legnagyobb különbség jelenleg az  $e+e- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$  előre-hátra aszimmetriája

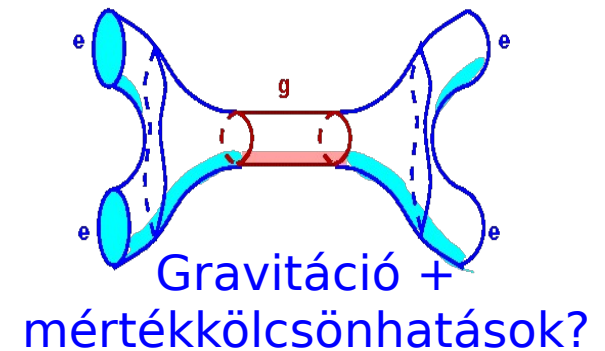
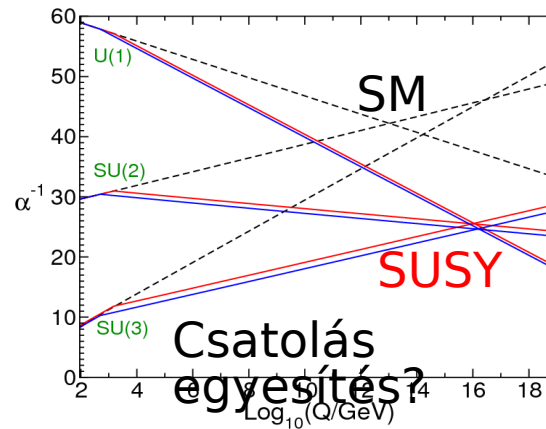
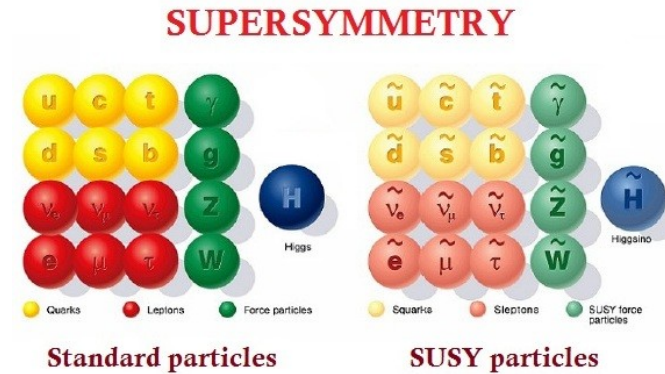
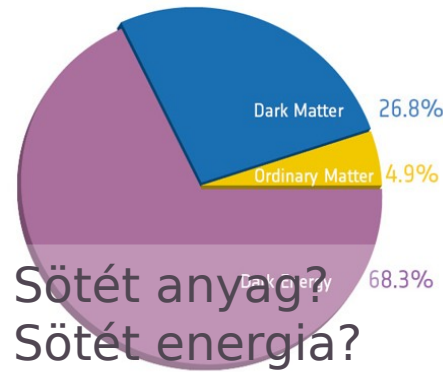
March 2012

# A Standard Modellen túl

A Standard Modell immár teljes a Higgs-bozonnal és még mindig kitűnően működik. Sok nyitott kérdés azonban túl mutat rajta és egy alapvetőbb elméletet igényel!



Anyag - antianyag aszimmetria?





# Amit nem magyaráz meg a Standard Modell

- Gravitáció nem illik a másik három kölcsönhatás rendszerébe
- A három kölcsönhatás erőssége növekvő energián konvergál, de nem találkozik egy pontban. Megvalósítható a kölcsönhatások nagy egyesítése?
- Miért van 3 fermion család?
- Miért ilyen a töltéskvantálás:  $Q_e = -Q_p$ ,  $Q_d = Q_e/3$ ,  $Q_u = -2Q_e/3$ ?
- Miért olyan különböző a részecskék tömege?
- Miért olyan kicsi de mégsem nulla a neutrínók tömege?
- Miért alakult ki az anyag - anti-anyag aszimmetria?
- Mi alkotja a világegyetem nagy részét kitevő sötét anyagot?
- Mi a sötét energia?