

Részecskefizika

Ujvári Balázs

Debreceni Egyetem, Fizika Intézet

HTP2017

Oláh Éva előadása

- Atom, nukleon, kvarkok méretei
- Hogy rakunk össze egy protont?
- Színek, antiszínek (a hadronok legyenek fehérek)
- Bomlási szabályok, megmaradó mennyiségek

Matematikai bevezető helyett

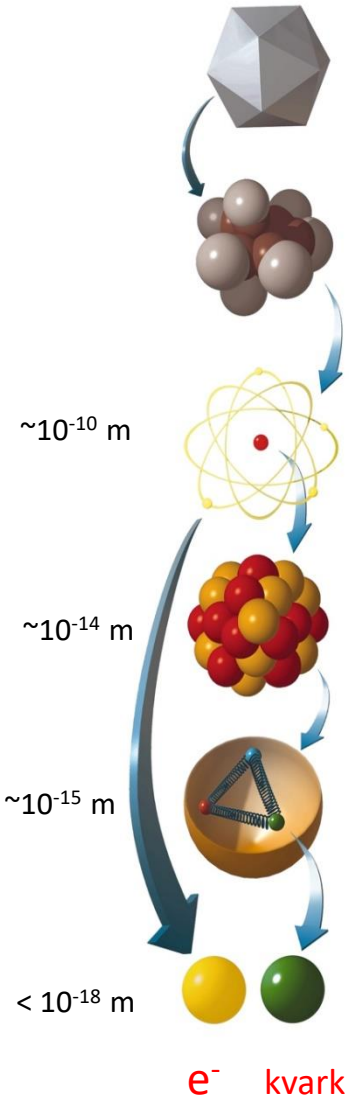
- Lesznek szokatlan megközelítések
- Bonyolultnak tűnő matematika
- Pedig nem
- Számunkra a matematika egy szolgáltatás, van, amit ki kell számolni, arra megkeressük a legalkalmasabb eszközt, amit a matek nyújt és használjuk
- Nem bonyolultabb, mint felszállni egy vonatra, csak tudni kell, hogy melyik vonat merre megy
- Amikor összeadok két természetes számot, akkor is ezt csinálom
- Sokkal izgalmasabb kérdés az, hogy ez miért működik



„A mai ember, amikor hallja, hogy a püthagoreusok himnuszt írtak a számhoz, jóindulatú lekicsinyléssel veszi tudomásul. Az elméleti fizikus, a zeneszerző azonban nagyon jól érti, hogy ezt a himnuszt a mérnök is énekli, amikor a hidat építi, ahogy éneklik a csillagok, amikor pályájukon keringenek.” Hamvas Béla:Püthagorasz

Elemi részek rövid története

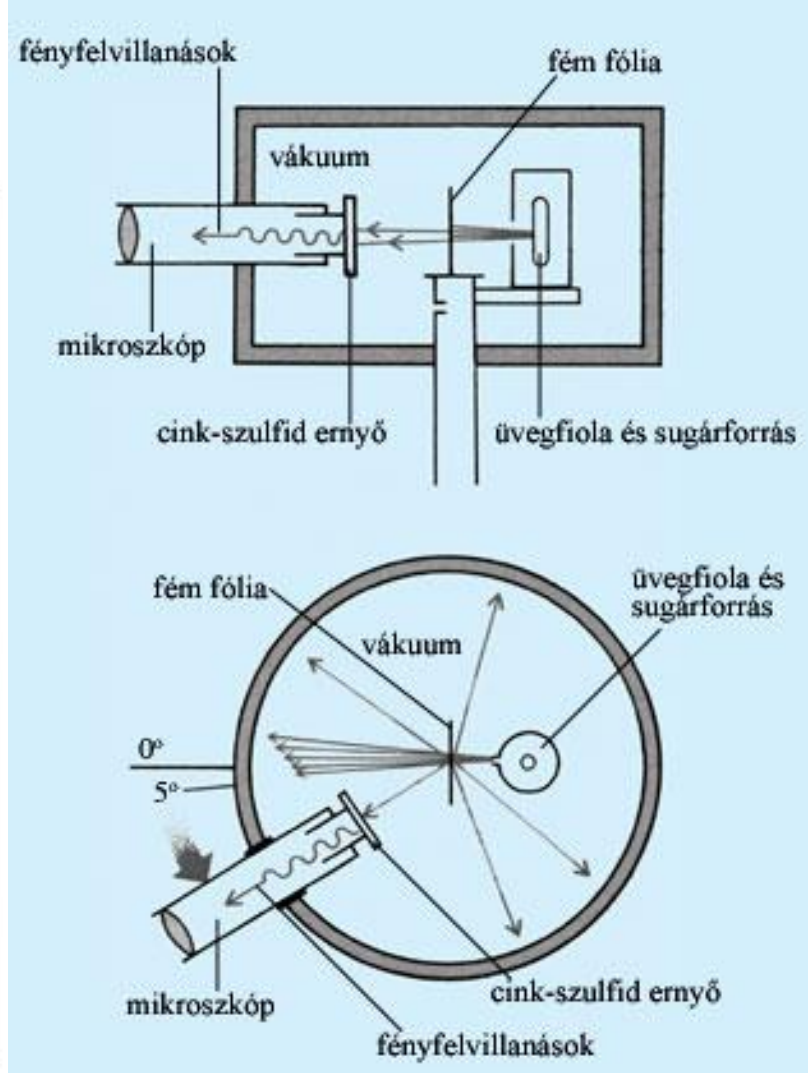
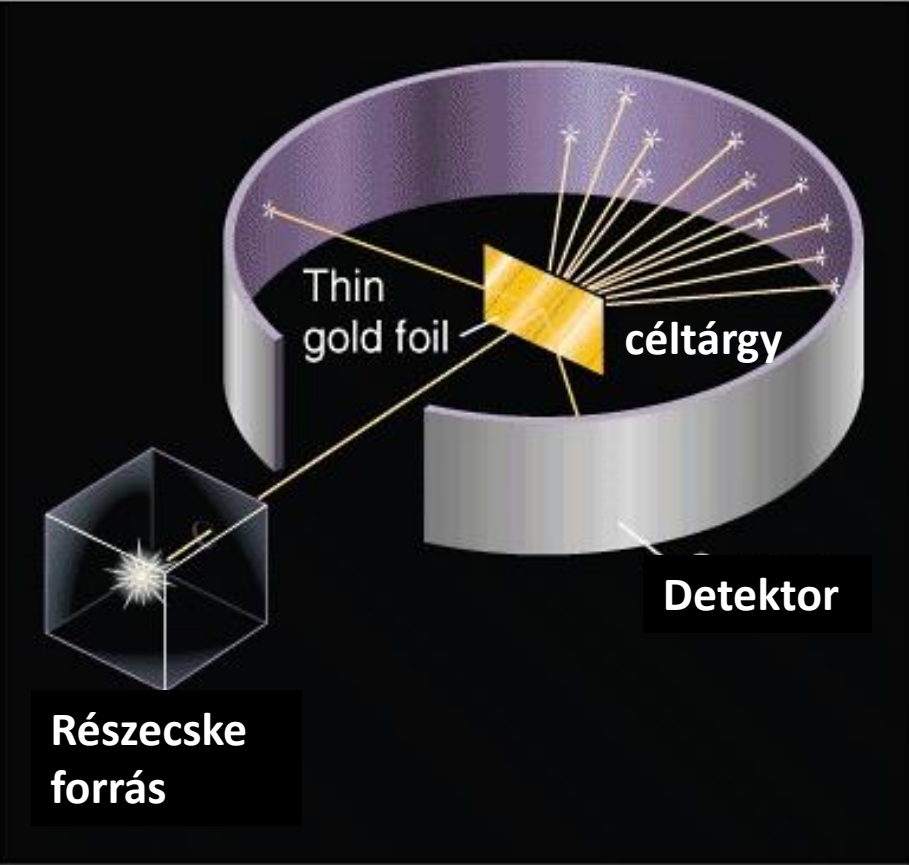
- I.e. 6. évszázad, India (föld, tűz, víz, levegő)
- I.e. 5. évszázad, Görögország, Leukipposz, majd i.e. 450, Démokritész
- I.e. 4. évszázad Arisztotelész
- 1805, John Dalton: modern *atom*elmélet (kémiai megközelítés)
- 1827, Robert Brown: kis részecskék véletlenszerű mozgása folyadékban (végre látunk 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 többszöröse, *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*



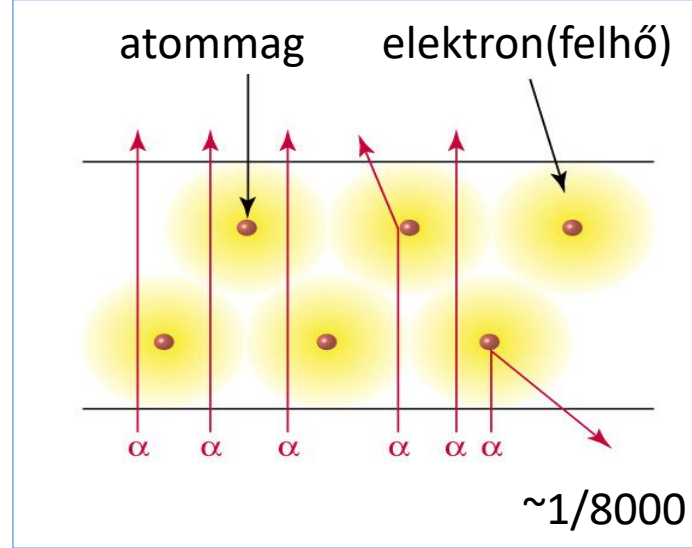
Felfedezés módszerei

- Szórás kísérletek
(példa: atommag felfedezése)
- Következtetés a megfigyelt rendszerek tulajdonságaiból
tömeg, spin, élettartam,...
(példa: izospin, kvark-modell)

Rutherford kísérlet



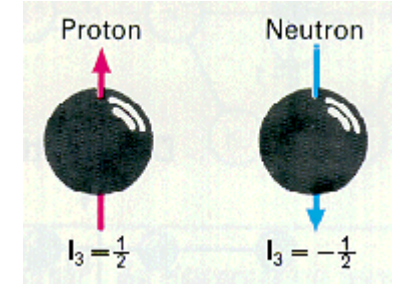
Hipotézisvizsgálat a megfigyelés alapján



Izospin

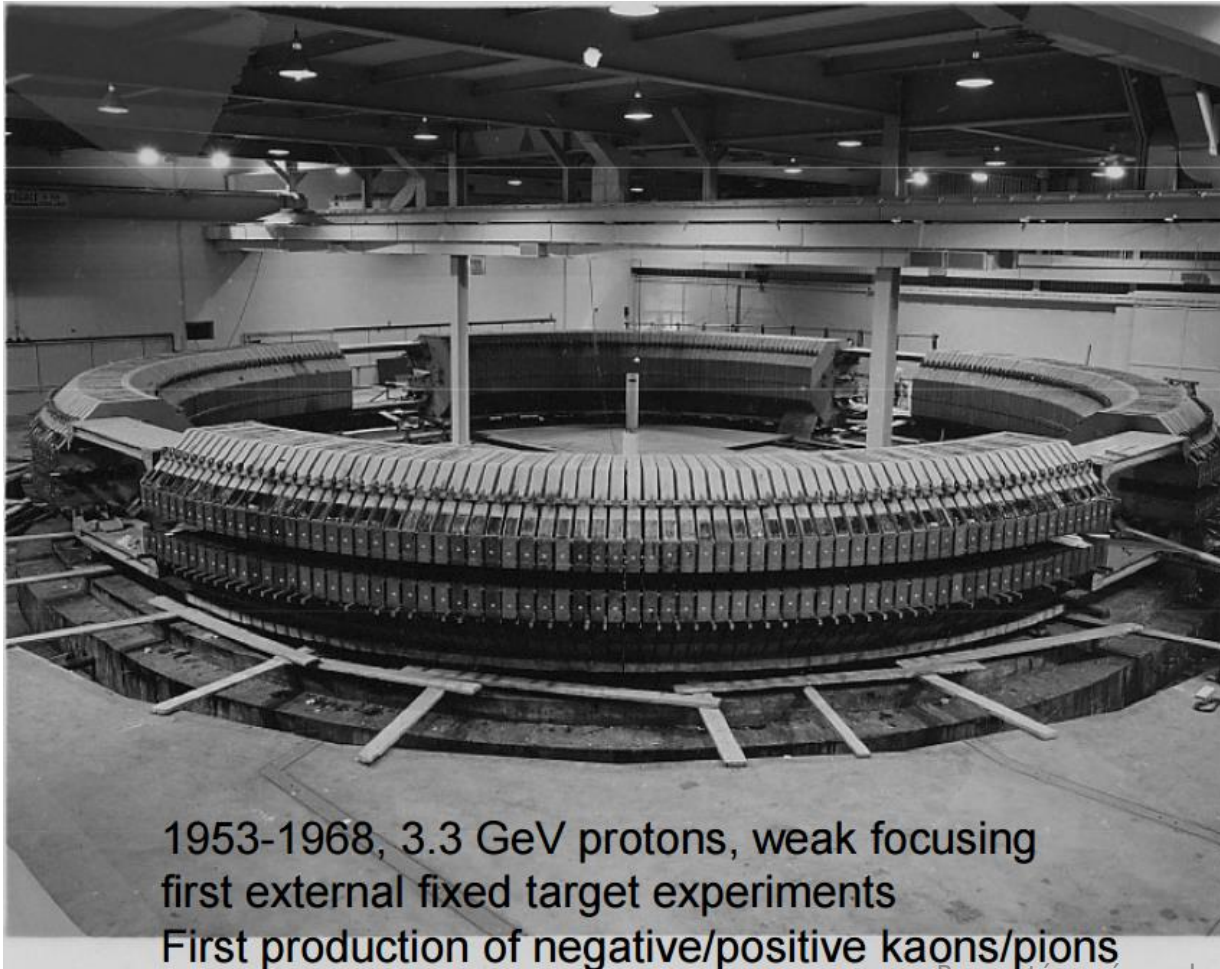
- Heisenberg, 1932
- Az erős kölcsönhatás szempontjából a proton és a neutron felcserélhető (kötési energia ${}^3\text{H}$ és ${}^3\text{He}$ közt nagyon hasonló)
- Tekintsünk el töltésüktől
- Hasonlóan értelmezhetjük, mint az elektron spinjét
- A proton és a neutron egy részecske, $\frac{1}{2}$ az izospinje,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

$$\left. \begin{array}{l} \bullet Q = N(p) \\ \bullet B = N(p) + N(n) \\ \bullet I_3 = (N(p) - N(n))/2 \end{array} \right\} \rightarrow I_3 = Q - B/2$$

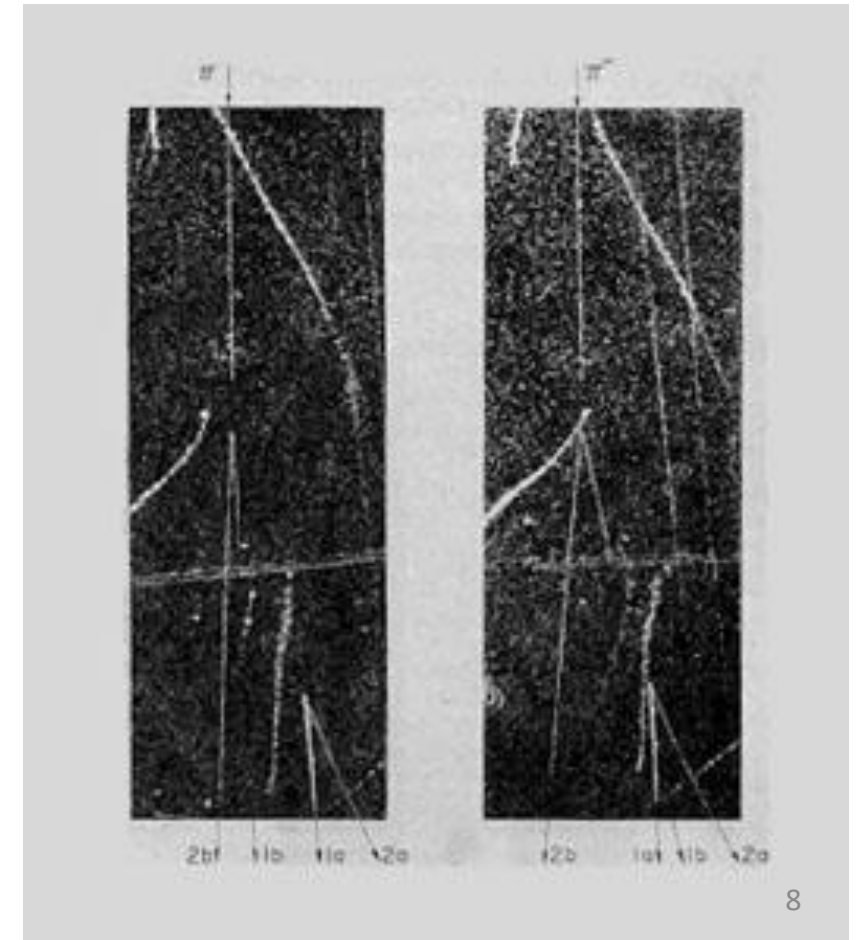


Ritkaság

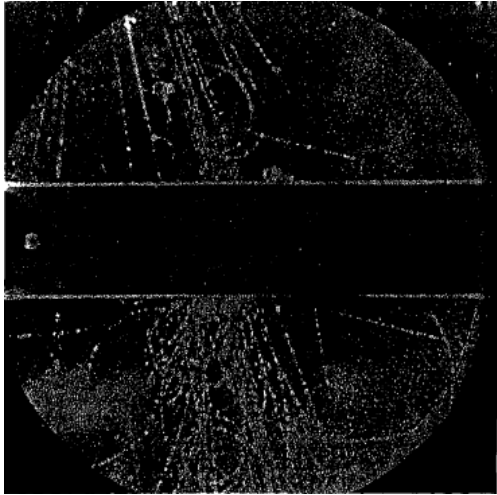
- A Cosmotron (1953 proton 3GeV) megfigyelt új részecskéket (kaonok, hiperonok), amik erős kölcsönhatásban keletkeznek, de gyenge kölcsönhatással bomlottak



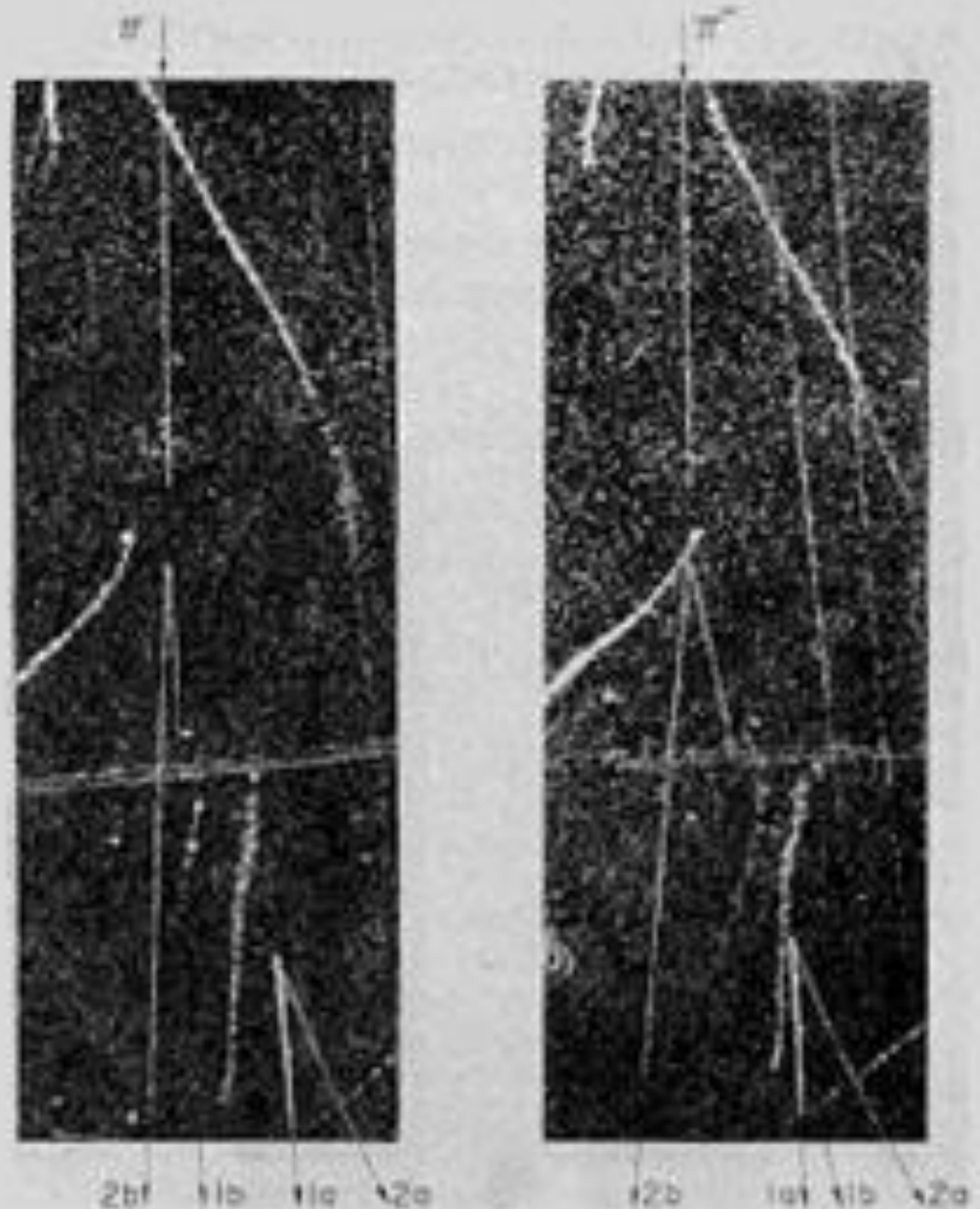
Bevezetés a részecskefizikába HTP2017



Ritkaság



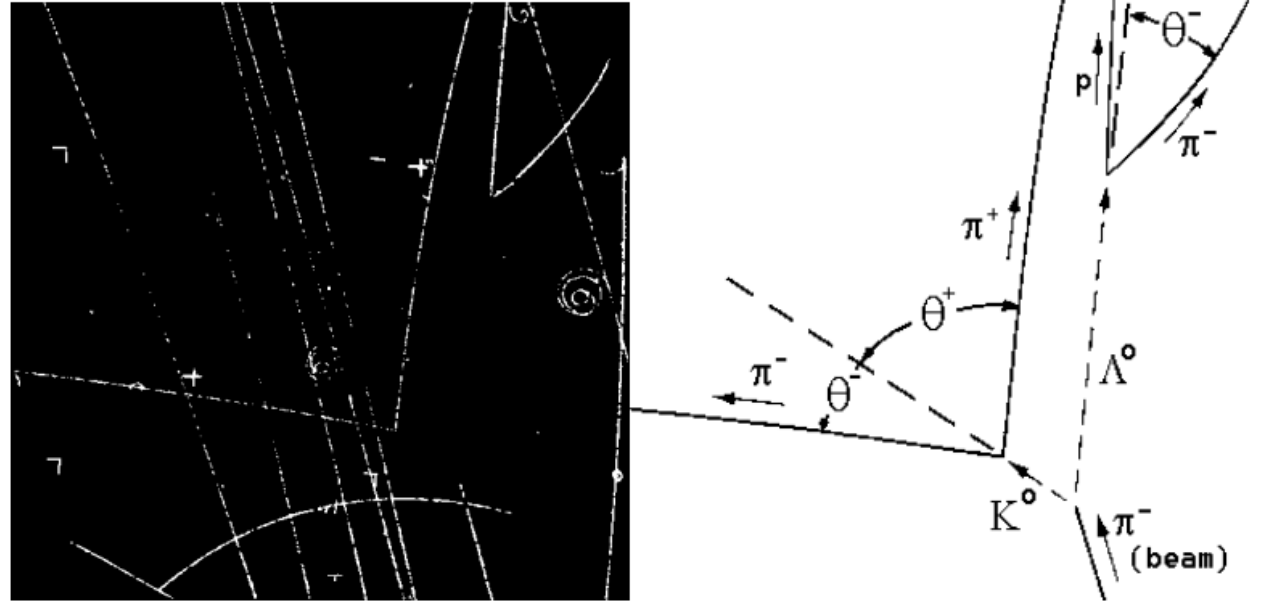
- Diffúziós ködkamra
- 1a proton és 2a negatív pion
- Ezek a lambda bomlástermékei
- A kaon pozitív és negatív pionra bomlott (1b, 2b)
- Erős kölcsönhatásban keletkeznek
- Gyenge kölcsönhatásban bomlanak



Ritkaság

- A megértéshez tudni kell a
 - kölcsönhatás élettartalmát
 - hogyan azonosítok egy részecskét
- Kell megfelelő gyorsító
- Detektor
- Kiértékelési algoritmusok

Minden új fizika a megfelelő eszközökkel és módszerekkel kezdődik!

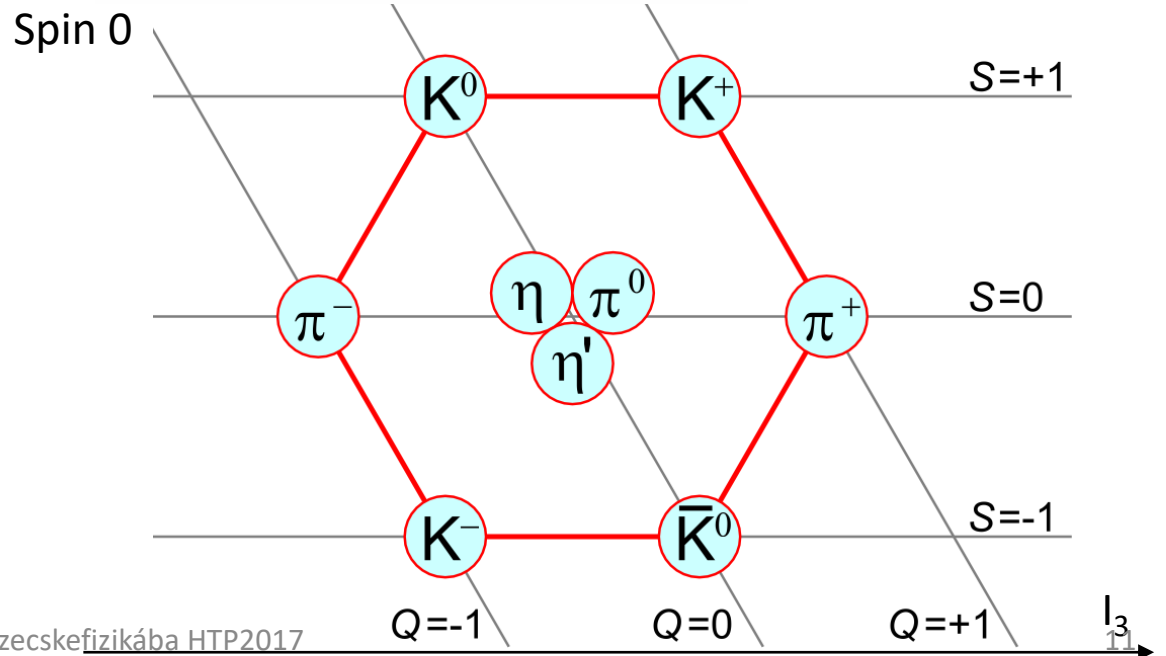
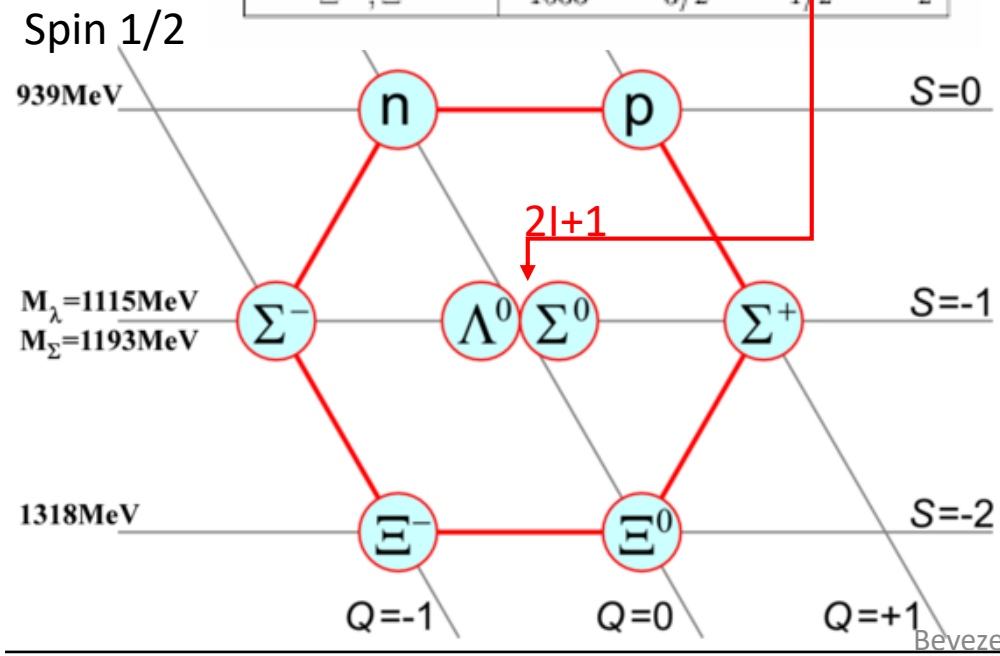


Ritkaság

- Bevezették a ritkaságot (S)
- Hipertöltés: $Y = B + S \rightarrow I_3 = Q - Y/2$

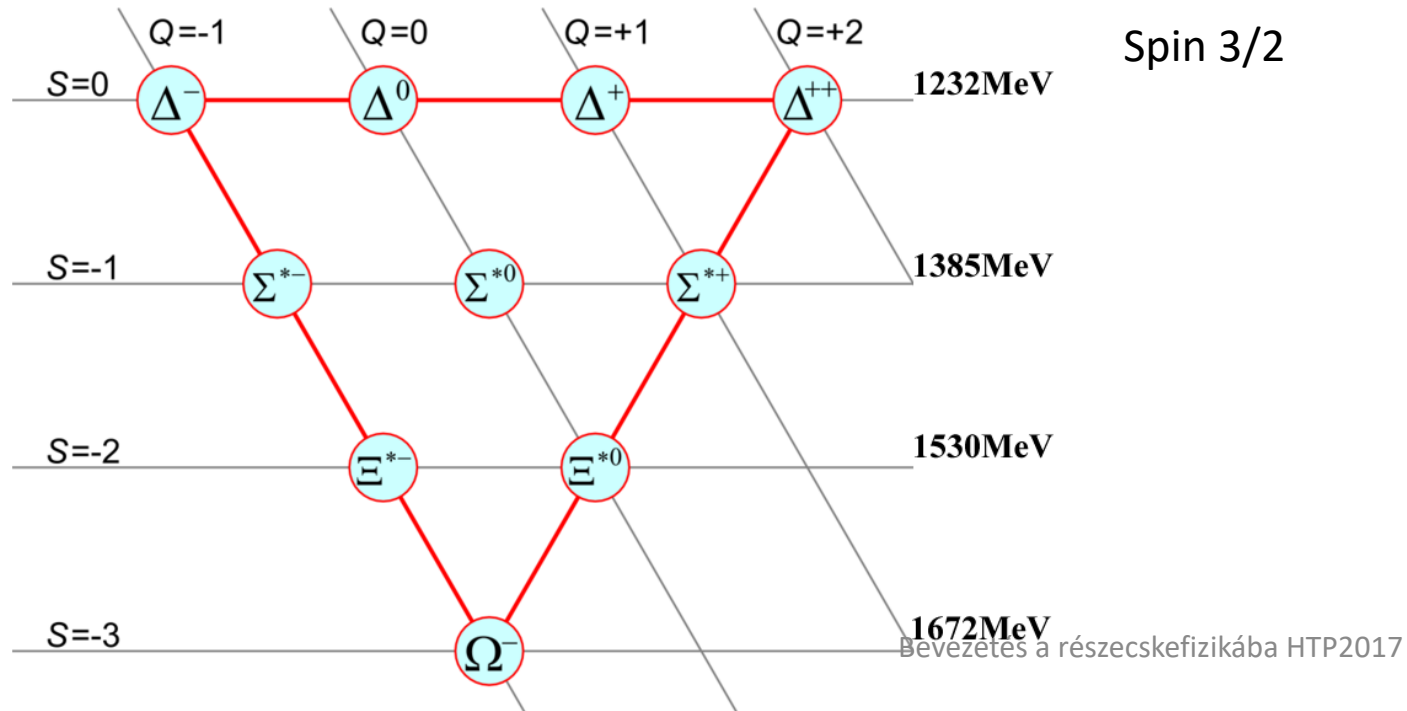
Baryons	$\langle \text{Mass} \rangle$	J^P	I	S
p, n	938.9	$1/2^+$	$1/2$	0
Λ	1116	$1/2^+$	0	-1
$\Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+$	1193	$1/2^+$	1	-1
$\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$	1232	$3/2^+$	$3/2$	0
Ξ^-, Ξ^0	1318	$1/2^+$	$1/2$	-2
$\Sigma^{*-}, \Sigma^{*0}, \Sigma^{*+}$	1385	$3/2^+$	1	-1
Ξ^{*-},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

Mesons	$\langle \text{Mass} \rangle$	J^{PC}	I	S
π^-, π^0, π^+	138.0	0^{-+}	1	0
K^0, K^+	495.7	0^{-}	$1/2$	+1
K^-, \bar{K}^0				-1
η	547.3	0^{-+}	0	0
ρ^-, ρ^0, ρ^+	770.0	1^{--}	1	0
ω	781.9	1^{--}	0	0
K^{*0}, K^{*+}	893.7	1^{-}	$1/2$	+1
K^{*-}, \bar{K}^{*0}				-1
η'	957.8	0^{-+}	0	0
ϕ	1019.5	1^{--}	0	0



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, Ω^- felfedezése a megjósolt tulajdonságokkal

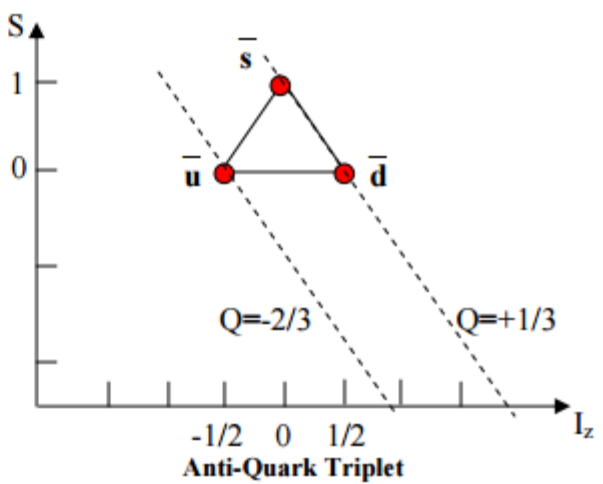
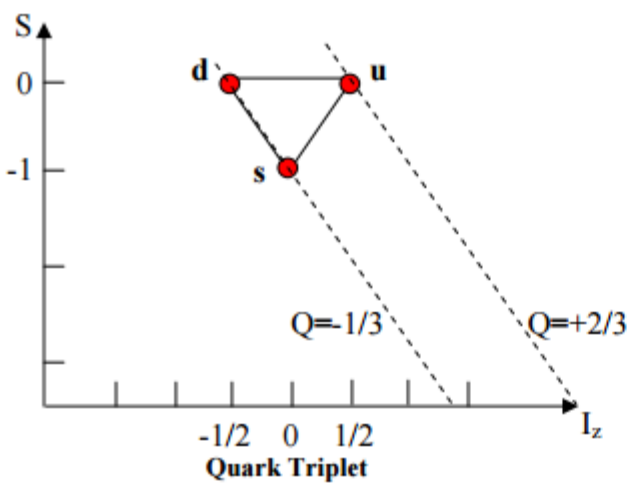


Kvark

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



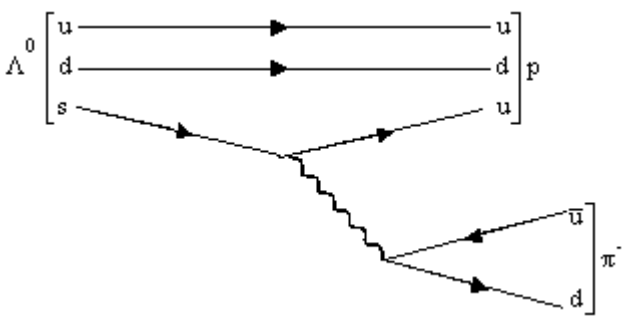
- $\bar{d}u \text{ -- } \pi^+$
- $\bar{d}s \text{ -- } \bar{K}^0$
- $\bar{u}d \text{ -- } \pi^-$
- $\bar{u}s \text{ -- } K^-$
- $\bar{s}u \text{ -- } K^+$
- $\bar{s}d \text{ -- } K^0$

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

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

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

- $sss \text{ -- } \Omega^-$



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

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

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

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

„I explained to her the theoretical physics and I proposed to her the experiment and the things that we might look for, but that **of course I hoped we'd find something different**. But Mrs Thatcher liked things to be the way that she liked them to be, and so she said: 'Wouldn't it be better if you found what you predicted?' And I replied: „Actually, not really, because then you wouldn't have a clue how to advance!”



Felfedezés módszerei

- Szórás kísérletek
(példa: atommag felfedezése)
- Következtetés a megfigyelt rendszerek tulajdonságaiból
tömeg, spin, élettartam,...



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 szimmetriához tartozik egy megmaradó mennyiség (ha több paraméteres, akkor ahány paramétere van)
 - idő-eltolás \rightarrow energia megmaradás
 - térbeli-eltolás \rightarrow impulzus megmaradás
 - forgás \rightarrow impulzusmomentum megmaradás
- Ezek a kvantummechanikában megmaradó kvantumszámként jelennek meg
- Vannak diszkrét szimmetriák,
 - paritás vagy tértükrözés $P: (x,y,z) \rightarrow (-x,-y,-z)$
 - töltéstükrözés $C: \text{részecske} \rightarrow \text{antirészecske}$
 - Időtükrözés $T: t \rightarrow -t$

külső szimmetria

Hol tartunk?

- Kísérleti eredményeink vannak
 - Proton és a neutron egy részecske két izospin állapota
 - u, d, s kvarkokból ki lehet rakni az addig megfigyelt részecskéket
- Szimmetriákat régóta vizsgálták

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

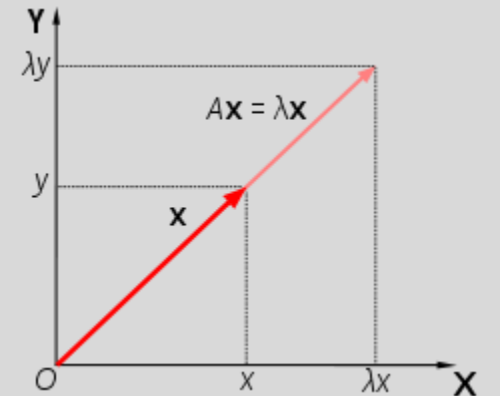
Lineáris algebra, sajátérték, sajátvektor:

PL. van egy mátrixom, ami 2D-ből 2D-be képez, találok olyan vektorokat, amit ez a leképezés helyben hagy, a hossza változhat.

Ezt meg tudom csinálni függvényekkel is, ekkor sajátfüggvénynek hívom.

Van egy operátor, ami függvényeken értelmezett művelet (pl. deriválás, négyzetre emelés...)

Az a függvény a sajátfüggvény, amit ez a művelet konstanssal megszoroz.



$$\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} ax + by \\ cx + dy \end{bmatrix}$$

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

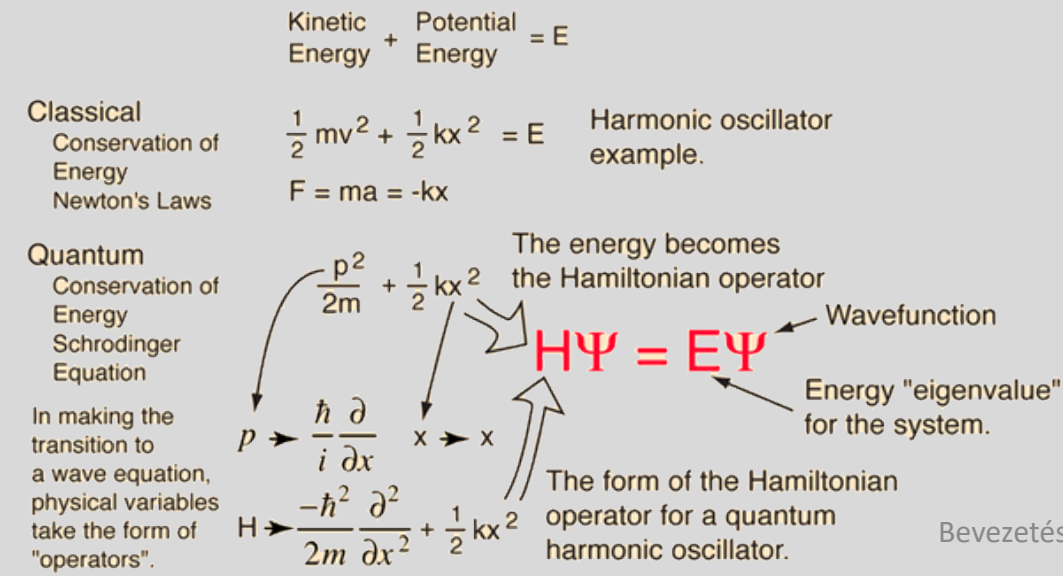
QM ismétlés

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

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

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

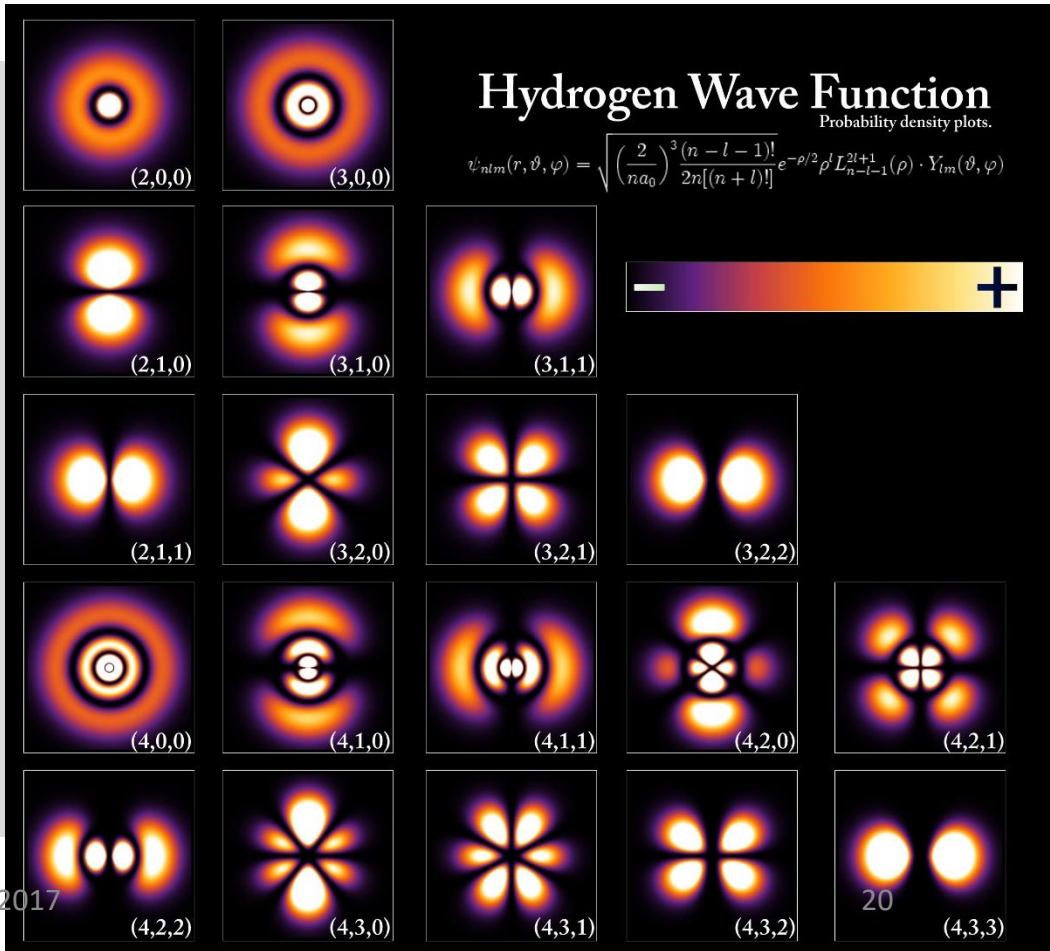
$$\Psi_2 = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{2}} (2y^2 - 1) e^{-y^2/2}$$

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

Belső szimmetriák

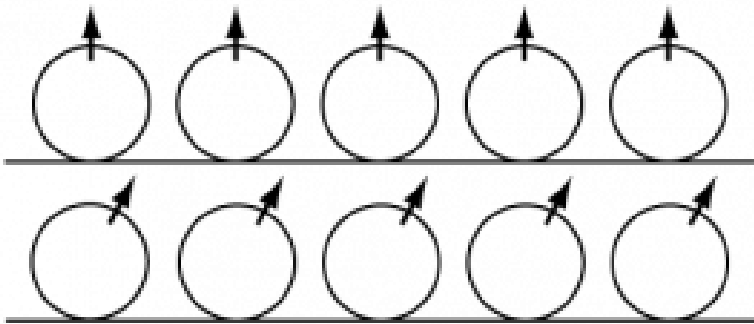
- Globális belső szimmetria $\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \psi(x)$
- $\psi(x)$ hullámfüggvény a kvantummechanikában
- Minek van fizikai jelentése $|\psi(x)|^2$

Hidrogén atom elektronjainak hullámfüggvényei
 Ezeknek a hullámfüggvények megfelelő műveletekkel megadják a kvantumszámokat.
 Főkvantumszám n
 Mellékvantumszám l
 Mágneses kvantumszám m_l



Belső szimmetriák

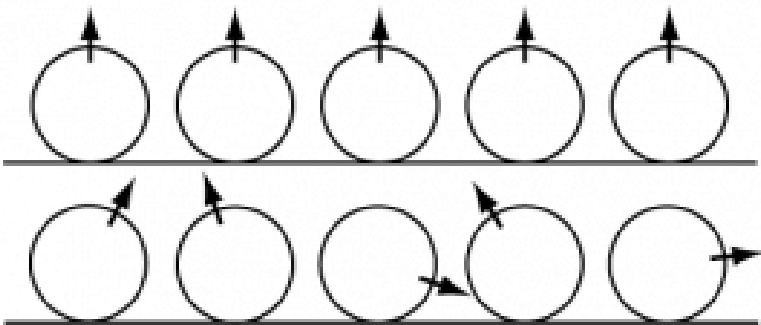
- Globális belső szimmetria $\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \psi(x)$
- $\psi(x)$ hullámfüggvény a kvantummechanikában
- Minek van fizikai jelentése $|\psi(x)|^2$ valószínűségi sűrűségfüggvény
- $|\psi(x)|^2 = \psi(x)^* \psi(x) \rightarrow e^{-i\alpha} \psi(x) e^{i\alpha} \psi(x)$
- Noether-tétel (1915):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

$$L \equiv T - V.$$

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

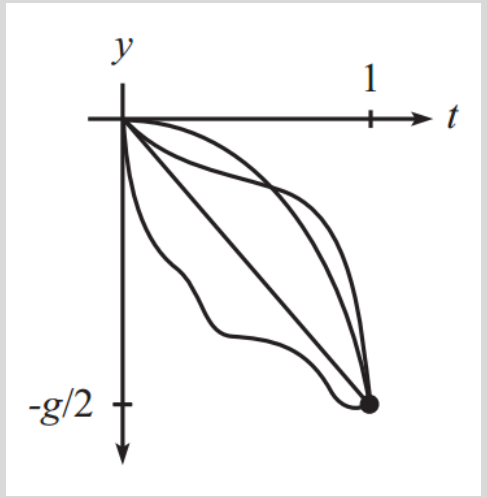
$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}} \right) = \frac{\partial L}{\partial x}$$

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

Definiáljuk a hatást

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

a részecske úgy fog mozogni, hogy ezt a hatást minimalizálja



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

- Lagrange-egyenlet

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

Elektromos töltéssel rendelkező részecskék mozgása
Megmaradó mennyiségek, köztük a kölcsönhatás
EM tér egyenletei

elegáns



Elektron + lokális belső szimmetria

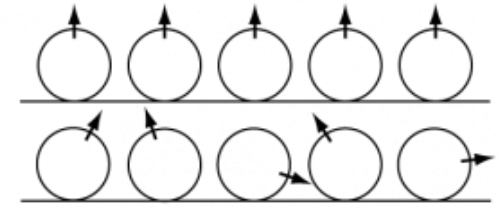
$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \psi(x)$$

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

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

Kvantum-elektrodinamika Lagrange egyenlete

Aminek nem változhat az alakja,
ha megkövetelem a szimmetriákat.
Ebből le lehet vezetni a részecske „viselkedését”
Nem túl egyszerű, de meg lehet szokni

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

Kinetikus tag

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

Tömegtag

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

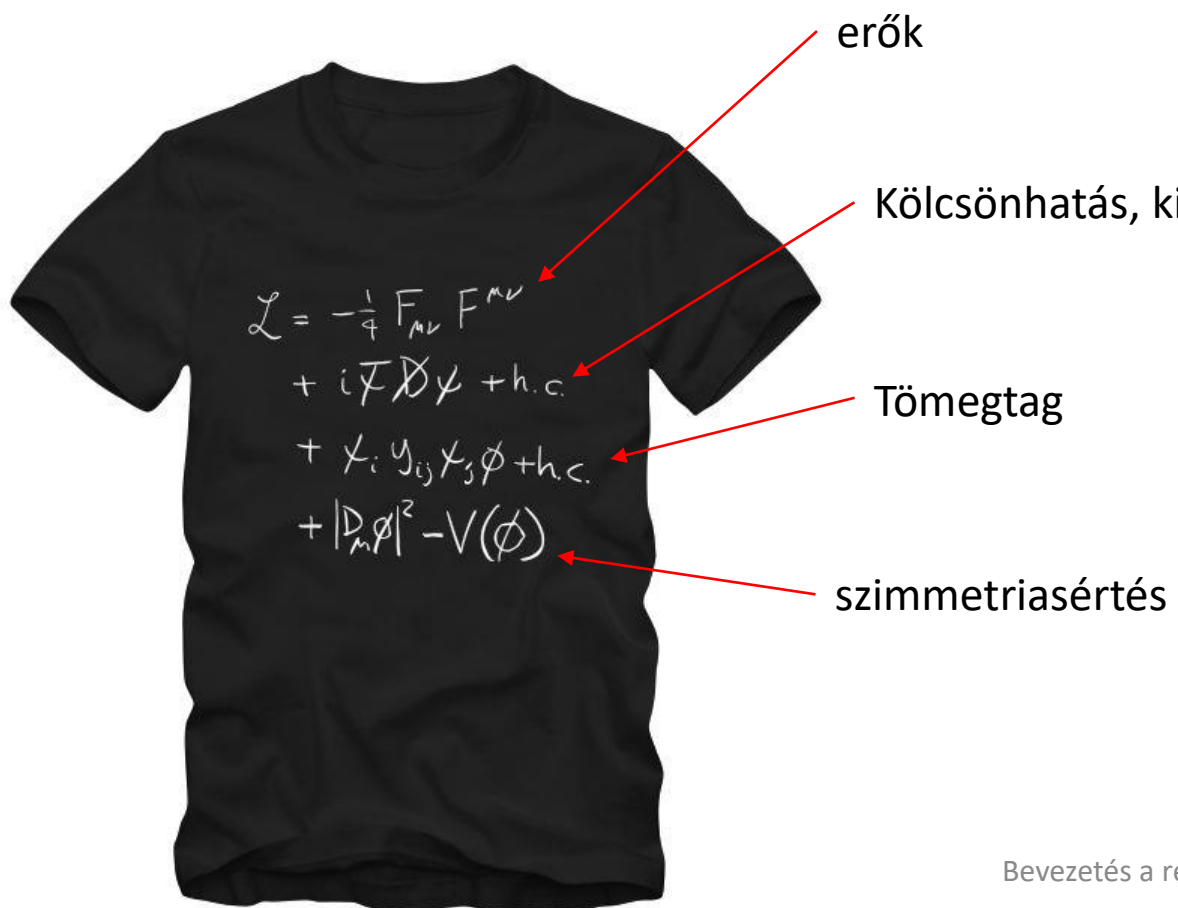
Kölcsönhatás a mértékbozonnal

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

Mértéktér kinetikus tagja

Standard Modell – mi az egyenlet?

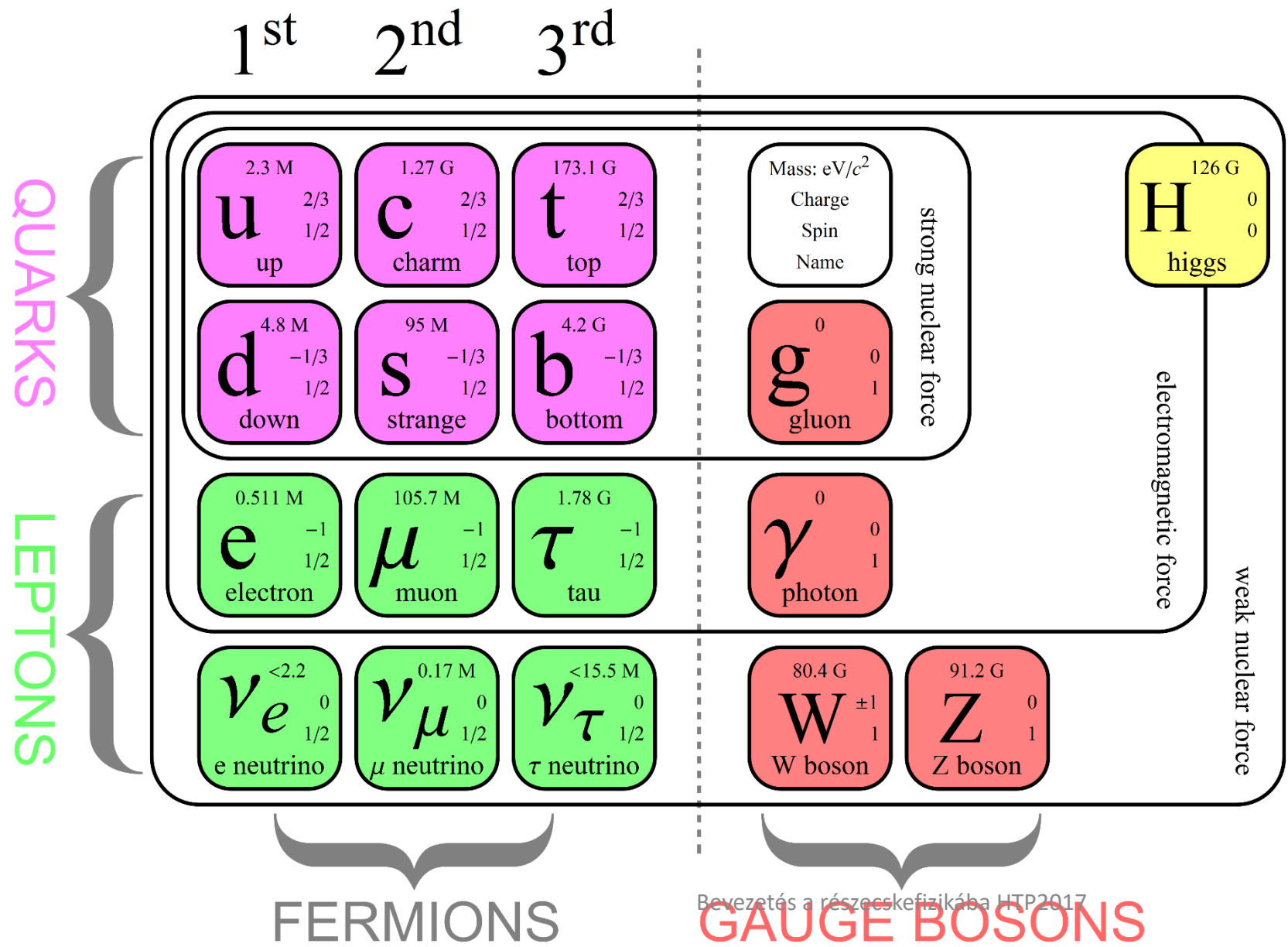
- Amit fel lehet venni és elmagyarázni bárkinek
- és amit nem



$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + i\bar{\psi}\not{D}\psi + h.c. + \chi_i y_{ij} \chi_j \phi + h.c. + |\partial_\mu \phi|^2 - V(\phi)$$

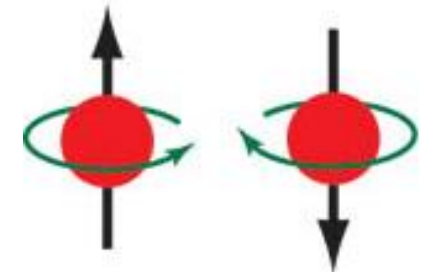
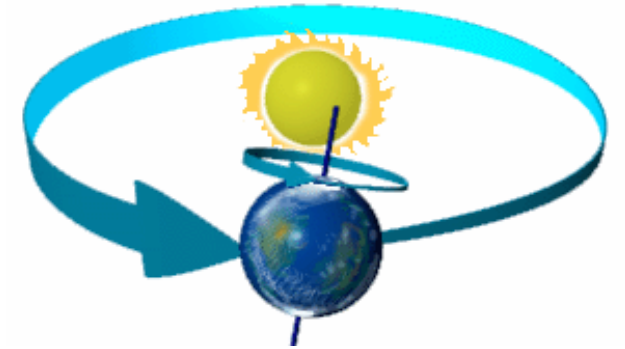
$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2}\partial_\nu g_\mu^a \partial_\nu g_\mu^a - g_s f^{abc} \partial_\mu g_\nu^a g_\mu^b g_\nu^c - \frac{1}{4}g_s^2 f^{abc} f^{ade} g_\mu^b g_\nu^c g_\mu^d g_\nu^e + \\ & \frac{1}{2}ig_s^2 (\bar{q}_i^\sigma \gamma^\mu q_j^\sigma) g_\mu^a + \bar{G}^a \partial^2 G^a + g_s f^{abc} \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_\mu^+ W_\nu^- W_\mu^+ W_\nu^- + 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_e^\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_e^\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_d^\kappa (\bar{u}_j^\lambda C_{\lambda\kappa} (1 - \gamma^5) d_j^\kappa) + \\ & m_u^\lambda (\bar{u}_j^\lambda C_{\lambda\kappa} (1 + \gamma^5) d_j^\kappa) + \frac{ig}{2M\sqrt{2}} \phi^- [m_d^\lambda (\bar{d}_j^\lambda C_{\lambda\kappa}^\dagger (1 + \gamma^5) u_j^\kappa) - m_u^\lambda (\bar{d}_j^\lambda C_{\lambda\kappa}^\dagger (1 - \\ & \gamma^5) u_j^\kappa) - \frac{g}{2} \frac{m_d^\lambda}{M} H (\bar{u}_j^\lambda u_j^\lambda) - \frac{g}{2} \frac{m_d^\lambda}{M} H (\bar{d}_j^\lambda d_j^\lambda) + \frac{ig}{2} \frac{m_d^\lambda}{M} \phi^0 (\bar{u}_j^\lambda \gamma^5 u_j^\lambda) - \\ & \frac{ig}{2} \frac{m_d^\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

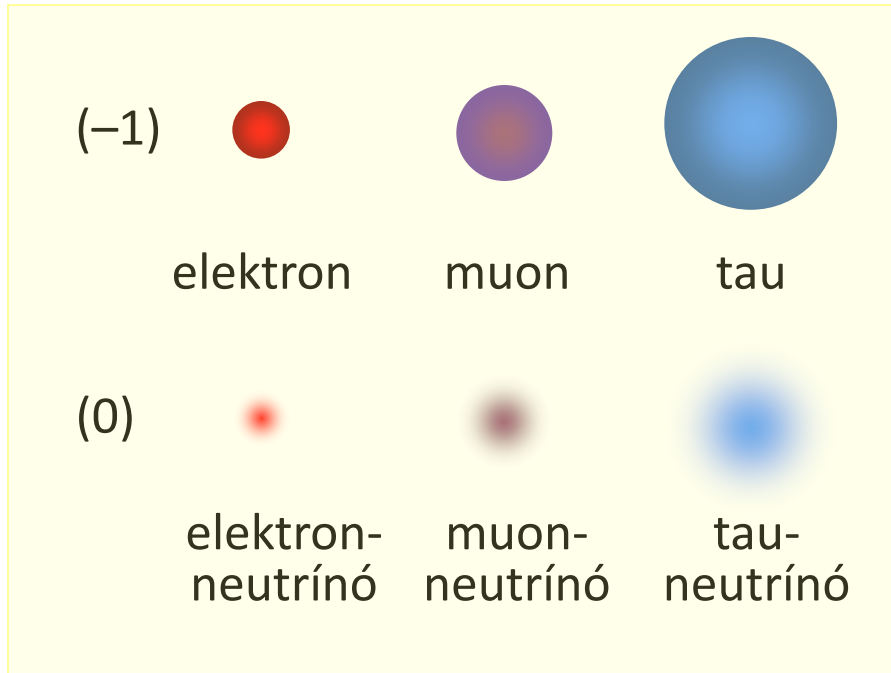


Fermionok és bozonok

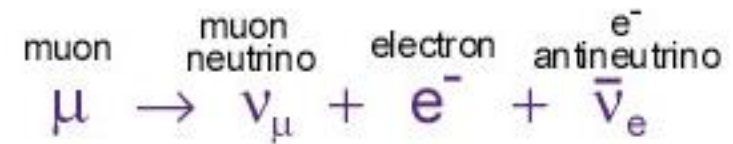
- Spin: belső impulzus-momentum
- Analógia:
Föld forgása a tengelye körül → spin
Föld keringése a Nap körül → pályamomentum
- Elemi részecskék esetében a spin nem köthető forgáshoz, hanem egy belső tulajdonság!
- Kvantum-rendszerekben az impulzusmomentum kvantált, egész (0,1,2...) és fél-egész (1/2,3/2..) 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 kizárhatók egymást (elektronhéjak), a bozonok nem, sőt, bizonyos esetekben kedvező azonos állapotban lenniük



Leptonok

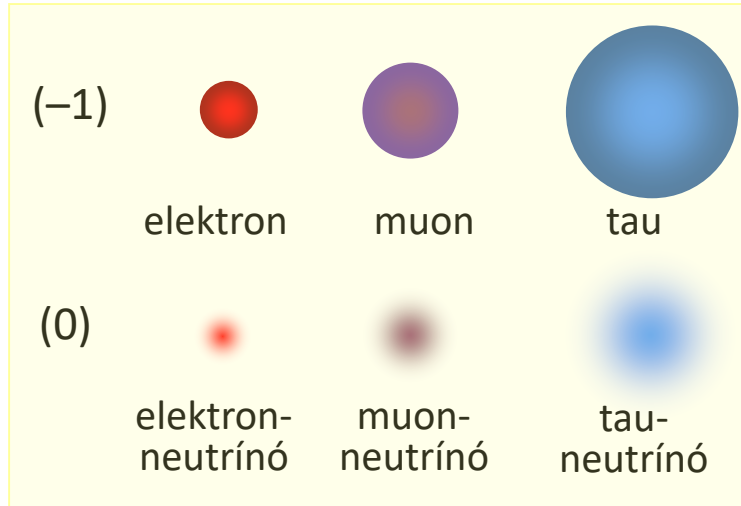


- Elektromosan töltött leptonok: a negatív töltésű elektron és nehezebb társai
- A nehéz töltött leptonok elbomlanak, például

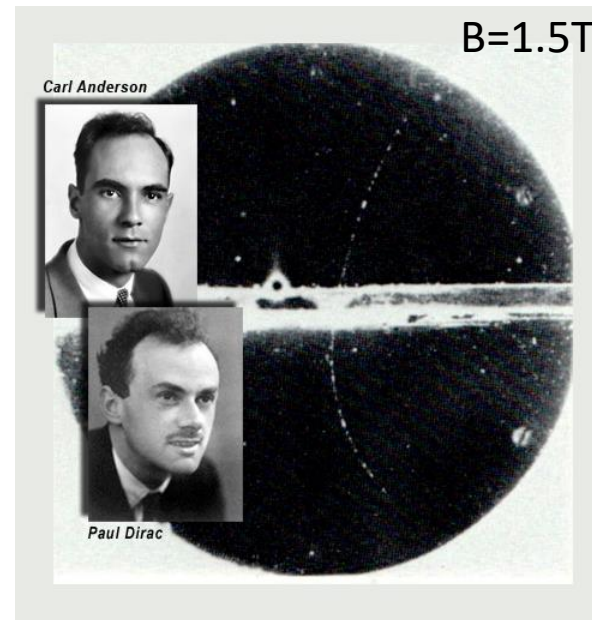
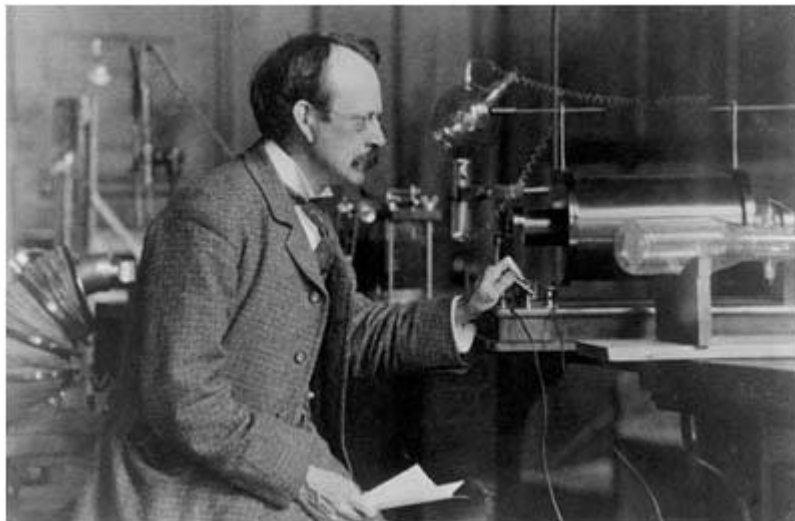


- Semleges neutrínók: nagyon könnyűek (sokáig 0-tömegűnek tartották őket) és nehezen észlelhetők
- A neutrínók nagyon gyengén hatnak kölcsön, jelenlétükre fizikai folyamatokban általában a hiányzó energia és impulzus utal (←energia és impulzus megmaradás!)

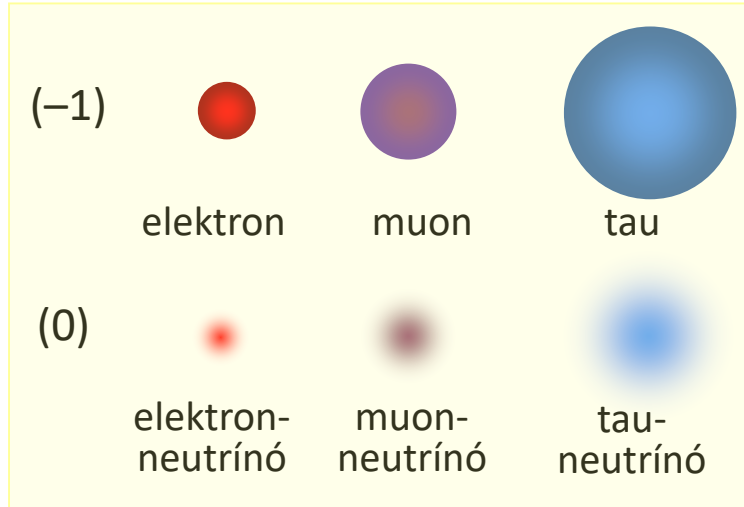
Leptonok



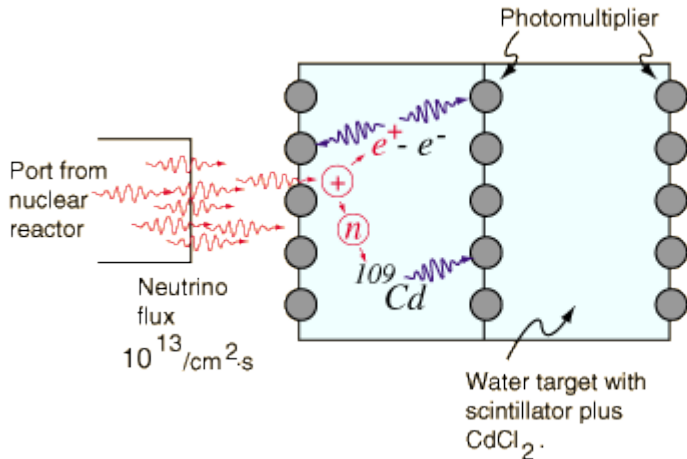
- 1897, J.J. Thomson, katódsugárzás vizsgálata: elektron
- Carl Anderson, kozmikus sugarak vizsgálata ködkamrával
 - 1932, pozitron, az elektron anti-részecske társa
 - 1936, muon (eleinte “ μ -mezon”, azt hitték, hogy az erős kölcsönhatás akkoriban hitt közvetítő részecskéjét találta meg)



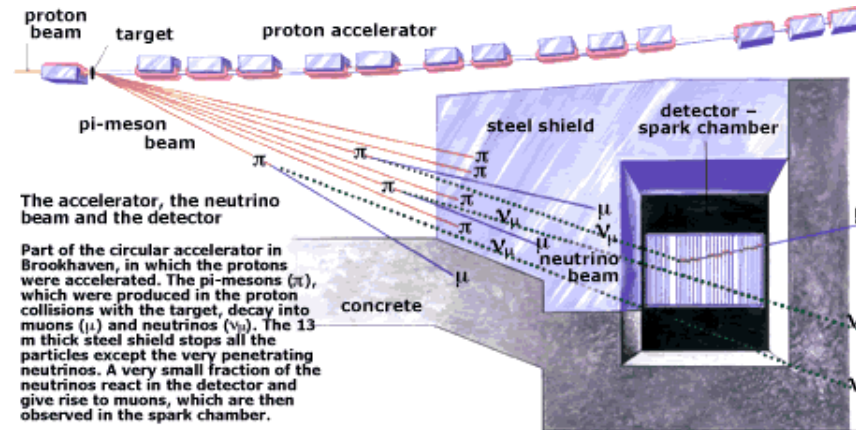
Leptonok



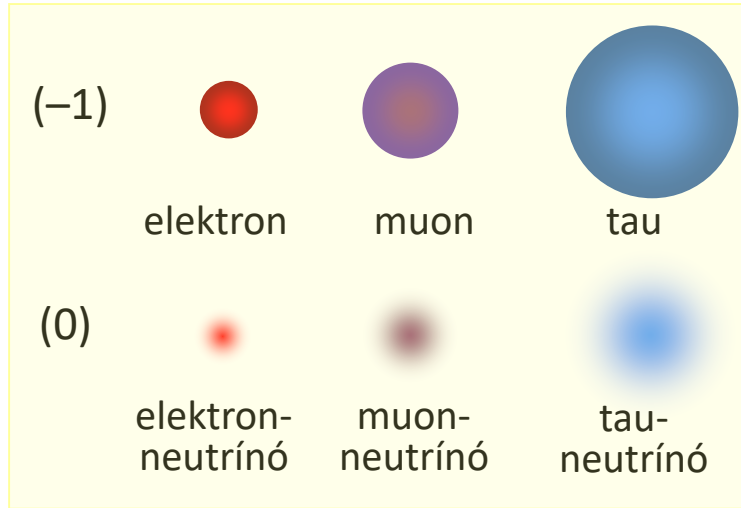
- 1930, Wolfgang Pauli, β -bomlás magyarázata (már ott tartottak az energiamegmaradás sérülhet), a neutrínó hipotézis
 - 1956, C. Cowan & F. Reines, reaktor anti-neutrínó kimutatása vízzel teli detektorral (neutron (reaktorból) befogás + pozitron megsemmisülés)
- $$\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+, \quad e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma \quad n + {}^{108}\text{Cd} \rightarrow {}^{109m}\text{Cd} \rightarrow {}^{109}\text{Cd} + \gamma$$
- 1962, L.M. Lederman, M. Schwartz, J. Steinberger, Brookhaven AGS neutrínó nyáláb: müon neutrínó



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



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 kizárásos alapon: tau

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^- \rightarrow e^\pm + \mu^\mp + 4\nu$$
- 2000, DONUT kollaboráció (FNAL): tau neutrínó

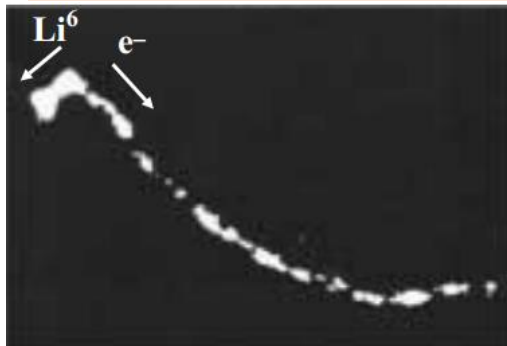
Magyar vonatkozás:

1957, Szalay Sándor és Csikai Gyula:

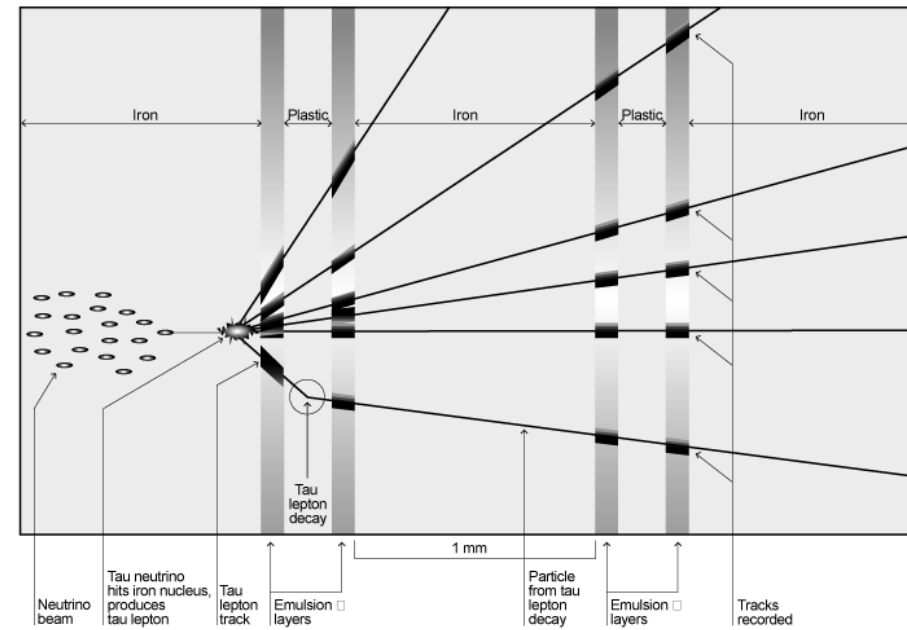
Anti-neutrínó észlelés ${}^6\text{He}$ β -bomlásában

[http://epa.oszk.hu/00300/00342/00185/pdf/Fi](http://epa.oszk.hu/00300/00342/00185/pdf/FizSzem_EPA00342_2005_10_356-361.pdf)

[zSzem EPA00342 2005 10 356-361.pdf](http://epa.oszk.hu/00300/00342/00185/pdf/FizSzem_EPA00342_2005_10_356-361.pdf)

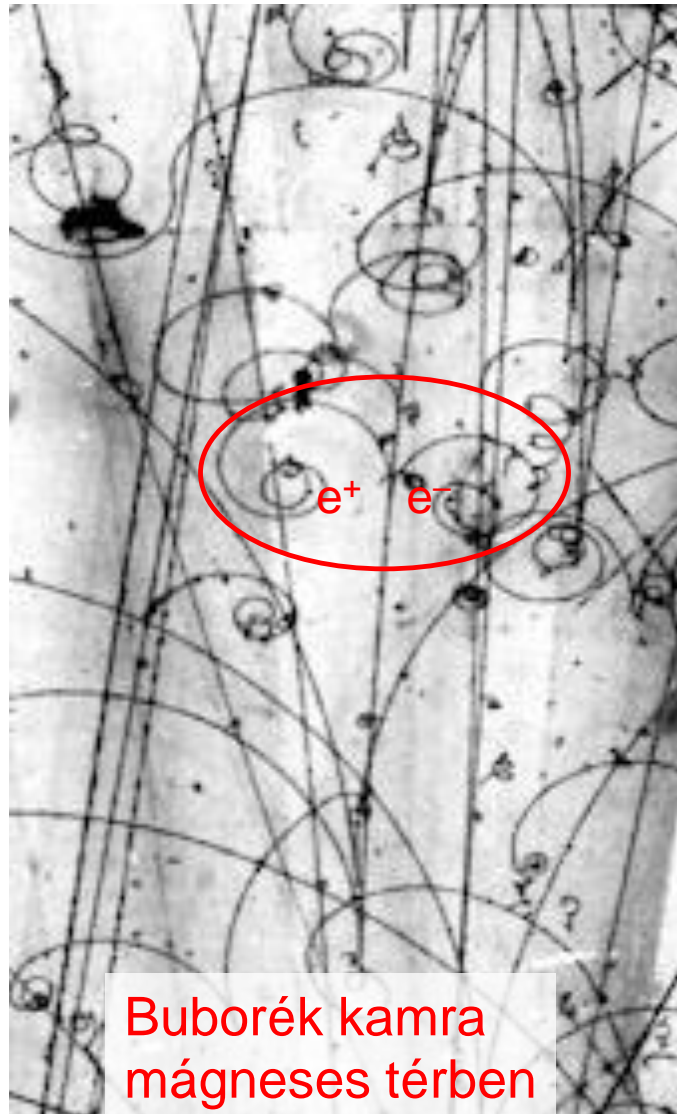


Detecting a Tau Neutrino

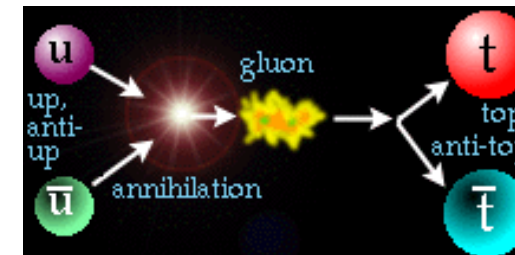


Of one million million tau neutrinos crossing the DONUT detector, scientists expect about one to interact with an iron nucleus.

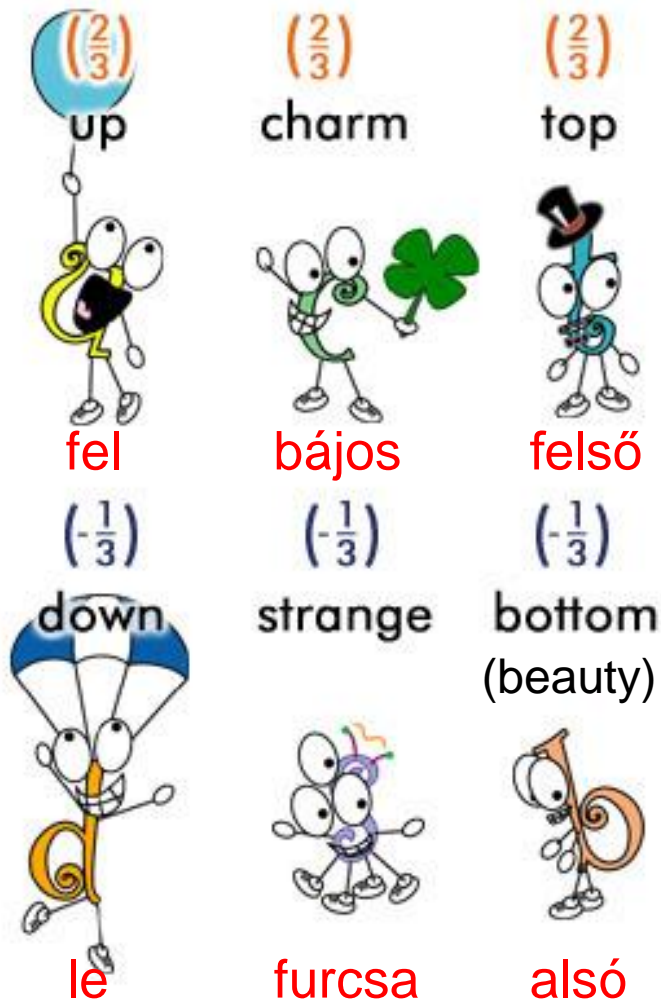
Anyag és anti-anyag



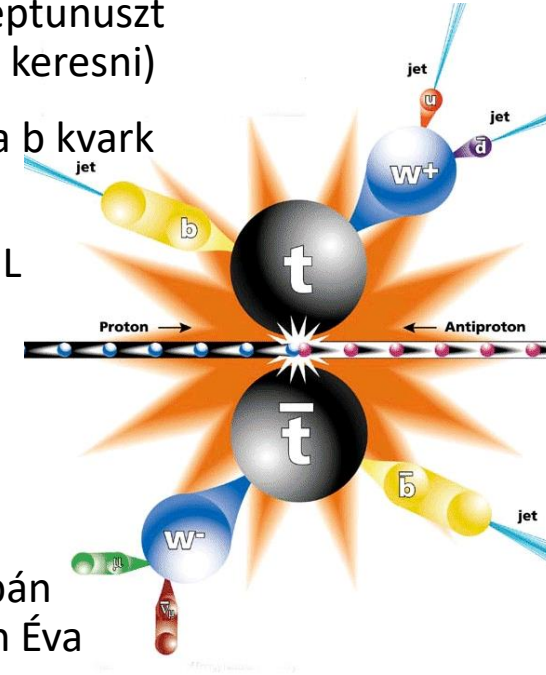
- Dirac-egyenlet negatív energiájú megoldása (1928)
- Minden részecskének van egy anti-részecske párja, amely mindenben megegyezik vele csak a töltése ellentétes:
proton (+) \Leftrightarrow anti-proton (-)
elektron (-) \Leftrightarrow pozitron (+)
- Gravitáció azonosan hat részecskékre és anti-részecskékre, mivel tömegük azonos
- A természetben β -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 létevel
- 1970: S. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani megjósolja a c kvark létezését, ami megmagyarázza a K_0 bomlásának a problémáját (mint amikor a Neptunuszt az Uránusz pályájának a zavaraiól 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.) laboratóriumában
- 1977: b kvark felfedezése a FNAL-ban (USA)
- 1995: t kvark felfedezése a FNAL-ban
- Kvarkok nem figyelhetők meg szabadon, csupán kötött állapotban, részecskékbe zárva → Oláh Éva dobozai



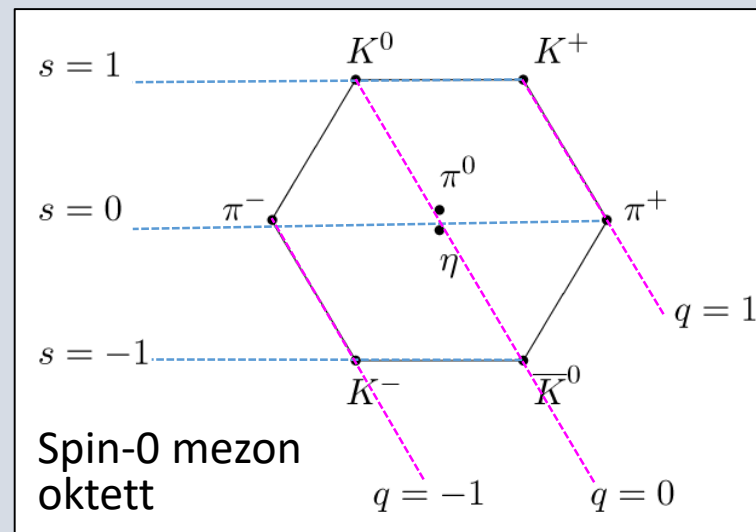
A kvarkok színe

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

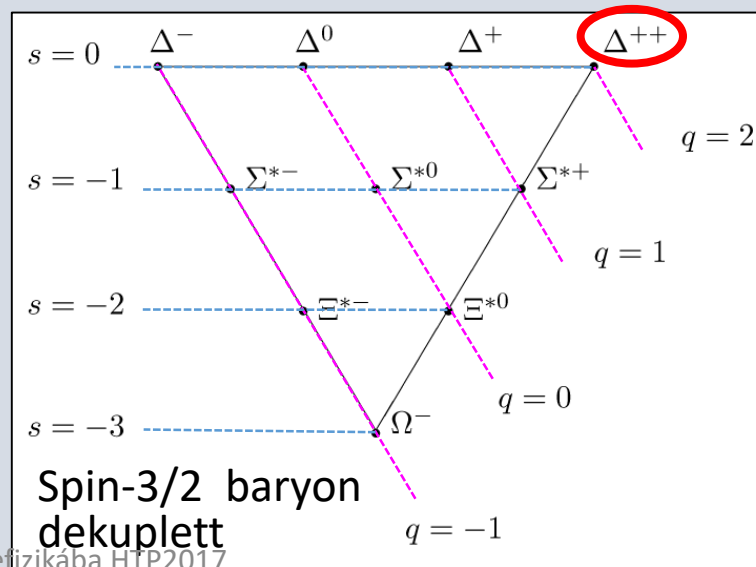
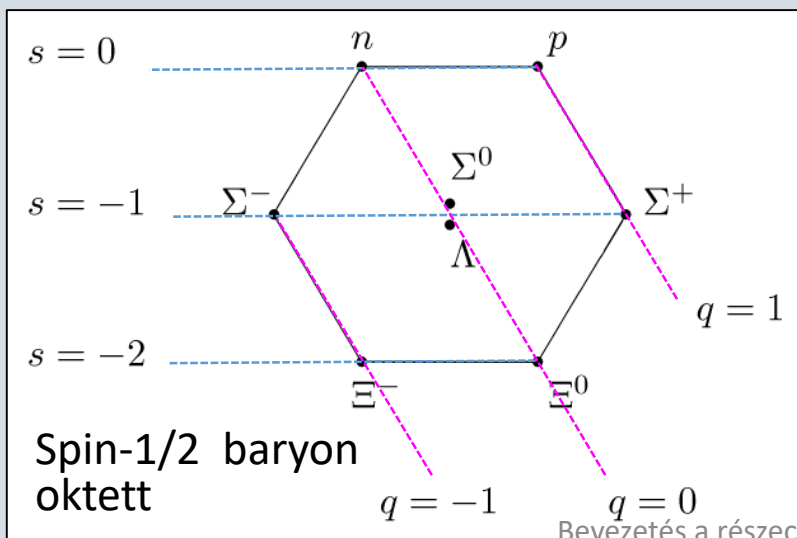
Barionok: három-kvark állapot



A HADRONOK RENDSZERÉZÉSE

q:
elektromos
töltés

s:
strange-
kvark szám



A kvarkok színe

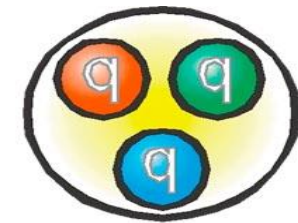
Problémák a kvark modellel

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

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

Δ^{++} kvarkjai különböző (színű) kvantumállapotban vannak
A kvarkok között erős szín-szín vonzás van (a szín az erős kölcsönhatás töltése)
Csak színtelen állapotok szabadok (kvarkbezárás)

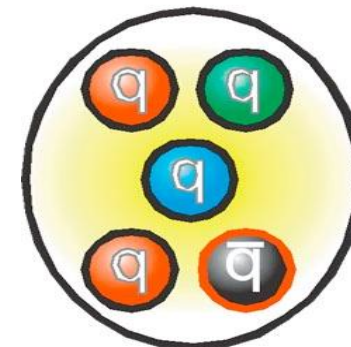
Analógia a színlátással: 3 erős kölcsönhatás állapot \sim 3 alapszín
(anti-szín \sim kiegészítő szín, színtelen állapot \sim fehér)



Normal baryon



Normal meson

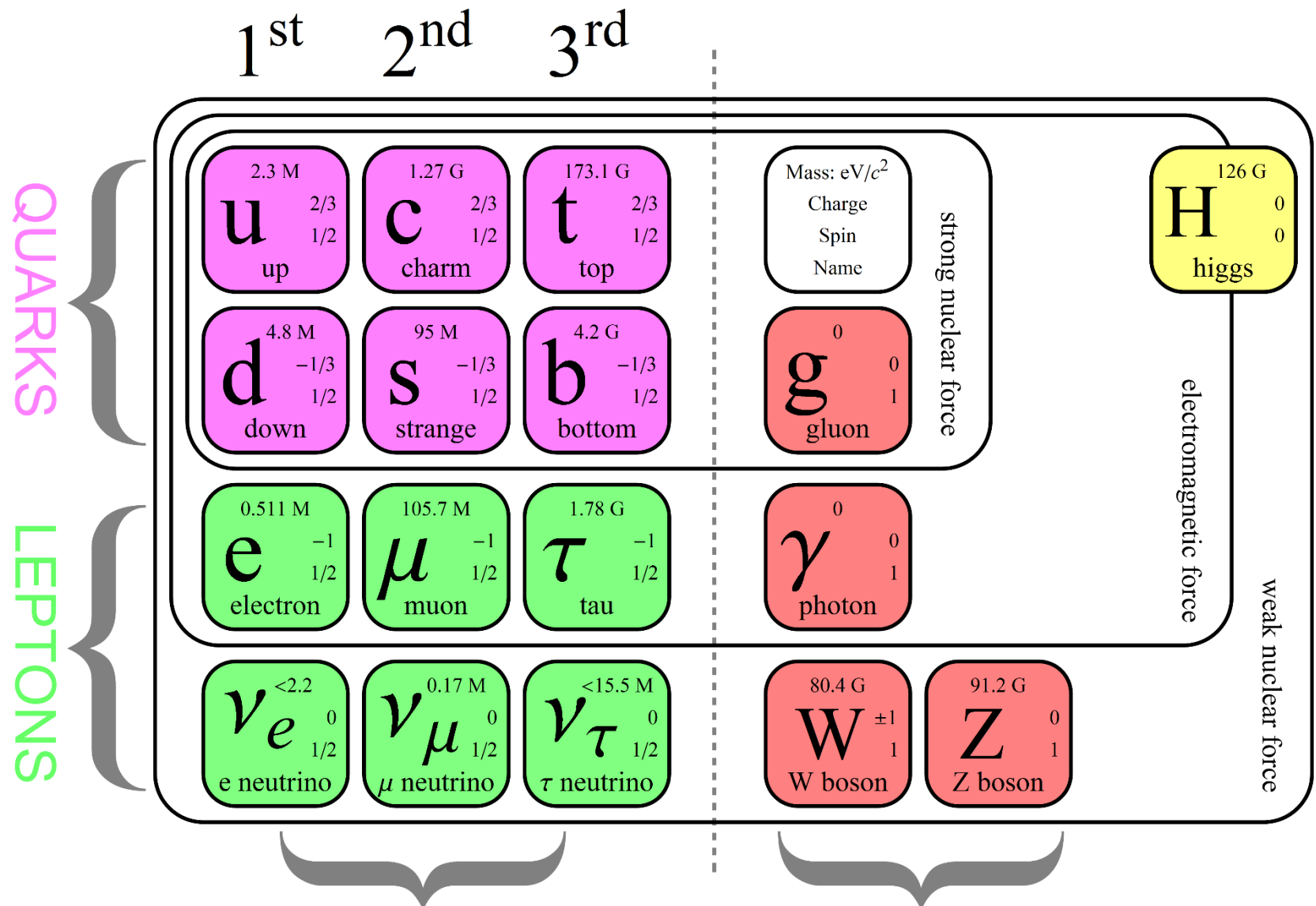


Pentaquark



Tetraquark

Standard Modell – jöhetnek a mértékbozonok



Kvantum-elektrodinamika Lagrange egyenlete

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

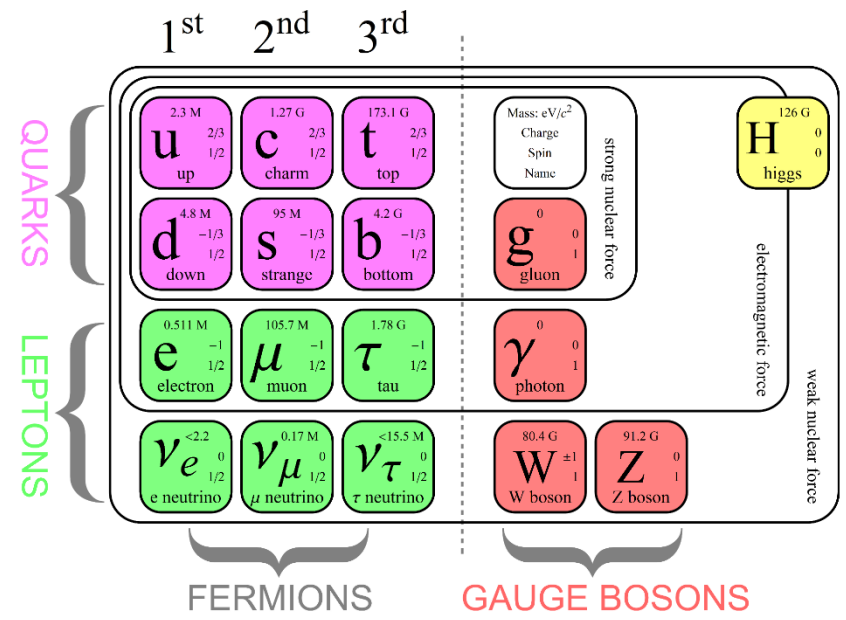
Kinetikus tag

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

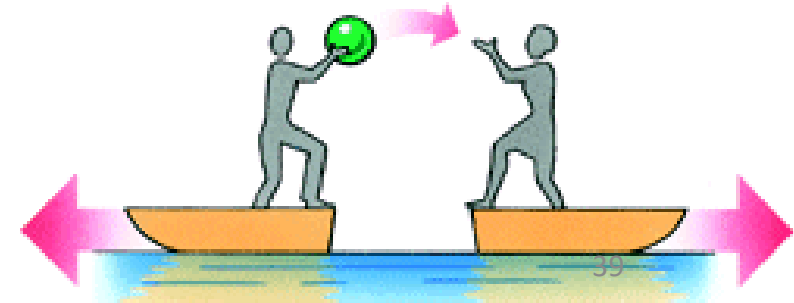
Tömegtag

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

Mértéktér kinetikus tagja



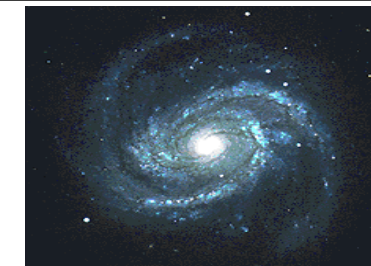
Kölcsönhatás a mértékbozonnal **itt a foton**
 Nem azt mondjuk, hogy itt ekkora az elektromos térerősség,
 a kölcsönhatást fotonok cseréjével adom meg.
 A kölcsönhatásnak van **forrása**, itt ez az elektromos töltés.



Elemi kölcsönhatások, erők

	Elektromágneses γ	Erős g	Gyenge W,Z	Gravitációs (Graviton?)
<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 $n \rightarrow p^+ e^- \nu_e$ Radioaktív β-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>	∞ ($F \sim 1/r^2$)	Rövid ($1 \text{ fm} \sim 1/m_\pi$)	Rövid ($< 1 \text{ fm}$)	∞ ($F \sim 1/r^2$)
<i>Élettartam</i>	$10^{-20} - 10^{-16} \text{ s}$ $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	10^{-23} s $\Delta \rightarrow p\pi$	$> 10^{-12} \text{ s}$ $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	

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



AZ ELEMI RÉSZECSKÉK ÉS ALAPVETŐ KÖLCSÖNHATÁSOK Standard Modellje

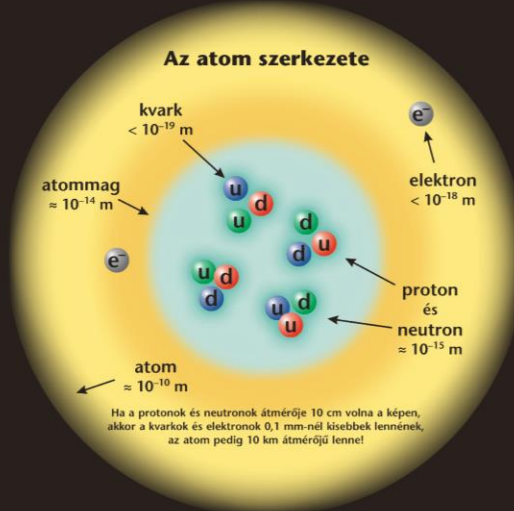
Az elemi részecskékre és alapvető kölcsönhatásokra vonatkozó jelenlegi legfontosabb ismereteinket összegzi a Standard Modell, amely az erős és egyesített elektromgyenge kölcsönhatások elmélete. A gravitáció, jóllehet alapvető kölcsönhatás, nem része a Standard Modellnek.

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

kvarkok (spin = 1/2)			leptonok (spin = 1/2)		
jel/íz	tömeg GeV/c ²	elektr. töltés	jel/íz	tömeg GeV/c ²	elektr. töltés
u up	0,003	2/3	ν _e elektron neutrínó	< 10 ⁻⁸	0
d down	0,006	-1/3	e elektron	0,000511	-1
c charm	1,3	2/3	ν _μ müion neutrínó	< 0,0002	0
s strange	0,1	-1/3	μ müion	0,106	-1
t top	175	2/3	ν _τ 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/c² egységekben ($E = mc^2$) mérik. 1 GeV = 10⁹ eV = 1,60 · 10⁻¹⁰ J. A proton tömege 0,938 GeV/c² = 1,67 · 10⁻²⁷ kg.

Töltés: az elektromos töltéseket a protontöltés egységében adjuk meg. A proton töltése 1,60 · 10⁻¹⁹ Coulomb.



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

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

Színültetés: a kvarkok és gluonok „színültetést” hordoznak. A kvarkok három-, a gluonok nyolcféle „színűek” lehetnek. Kvarkok és gluonok szabadon nem létezhetnek. Őket a színültetések 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 a Van der Waals-kölcsönhatáshoz hasonlít.

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

Fermionikus hadronok

barionok (qqq) és antibarionok (q̄q̄q̄) – több száz ismert barion van				
jel/név	kvark-össz.	tömeg GeV/c ²	elektr. töltés	spin
p proton	uud	0,938	1	1/2
p̄ anti-proton	ūūd̄	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 Z⁰-bozon, a γ-foton, vagy az η_c-mezon, de a K⁰-kaon, mely d s 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 mezéjét, 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	színültetés	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 [±] , W [±] , Z ⁰ -bozon	γ-foton	graviton (még nem figyelték meg)
relatív erősség két up kvarkra	25	–	0,8	1	10 ⁻⁴¹
	60	–	10 ⁻⁴	1	10 ⁻⁴¹
két proton az atommagban	–	20	10 ⁻⁷	1	10 ⁻³⁶

Bozonikus hadronok

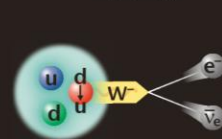
mezonok (q̄q)				
jel/név	kvark-össz.	tömeg GeV/c ²	elektr. töltés	spin
π pion	u d̄	0,140	1	0
K kaon	s ū	0,494	-1	0
ρ mezon	u d̄	0,770	1	1
B ⁰ B-null mezon	d b̄	5,279	0	0
η _c eta-c mezon	c c̄	2,980	0	0

Az eredeti poszttert 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.

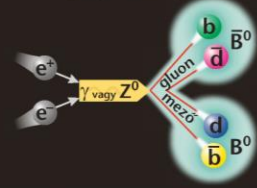
Köszönetünket fejezzük ki a megjelenést támogató **Paksi Atomerőmű Zrt.**-nek.

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



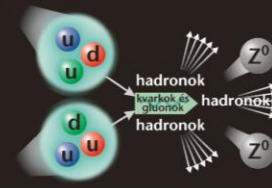
Egy neutron protonra, elektronra és antineutrínóra bomlik egy virtuális W-bozon (gyenge kölcsönhatás) közvetítésével. Ez a béta-bomlás.

$$e^+ e^- \rightarrow B^0 \bar{B}^0$$



Nagy energiájú elektron-pozitron-ütkezésben (elektromgyenge kölcsönhatás) B⁰-anti-B⁰ keltése, γ-foton vagy Z⁰-bozon közvetítésével.

$$p p \rightarrow Z^0 Z^0 + \text{hadronok}$$



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



Miért kell a Higgs-bozon?

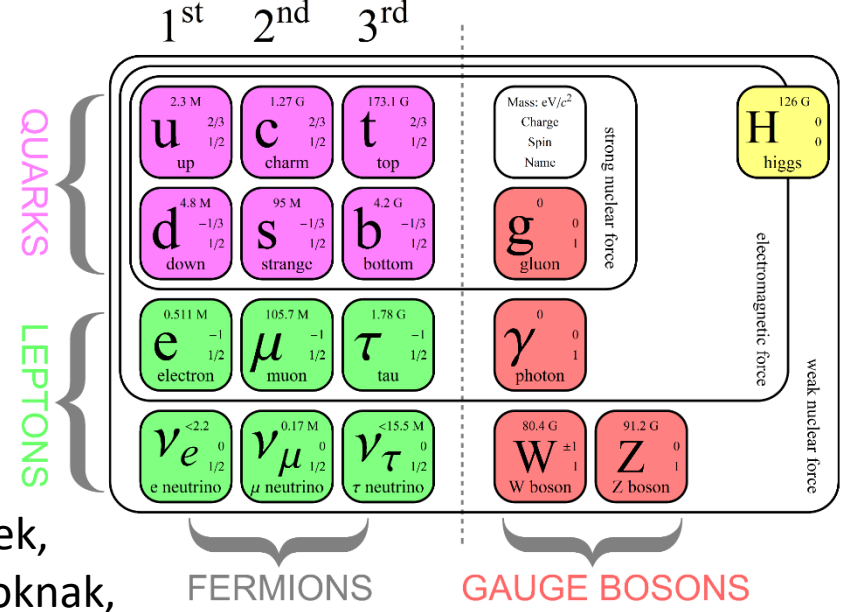
1995: t kvark felfedezése a FNAL-ban
 2000, DONUT kollaboráció (FNAL): tau neutrino
 Mindent felfedeztek, a kölcsönhatás szimmetriákra visszavezetve, kész vagyunk.

DE: A lokális szimmetriák nem engedik, hogy tömegük legyen az elemi részecskéknél, 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.



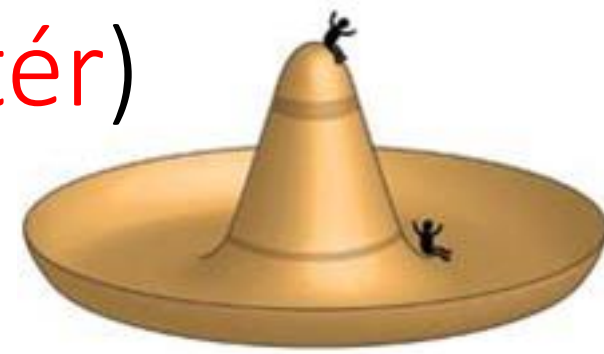
Nincs spontán szimmetriasértés mexikói kalap nélkül

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 kicsi 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 (komplex skalár tér)



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 arányos)

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

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

- $H \rightarrow WW \rightarrow 2l2q$: Leggyakoribb

$H \rightarrow \gamma\gamma$

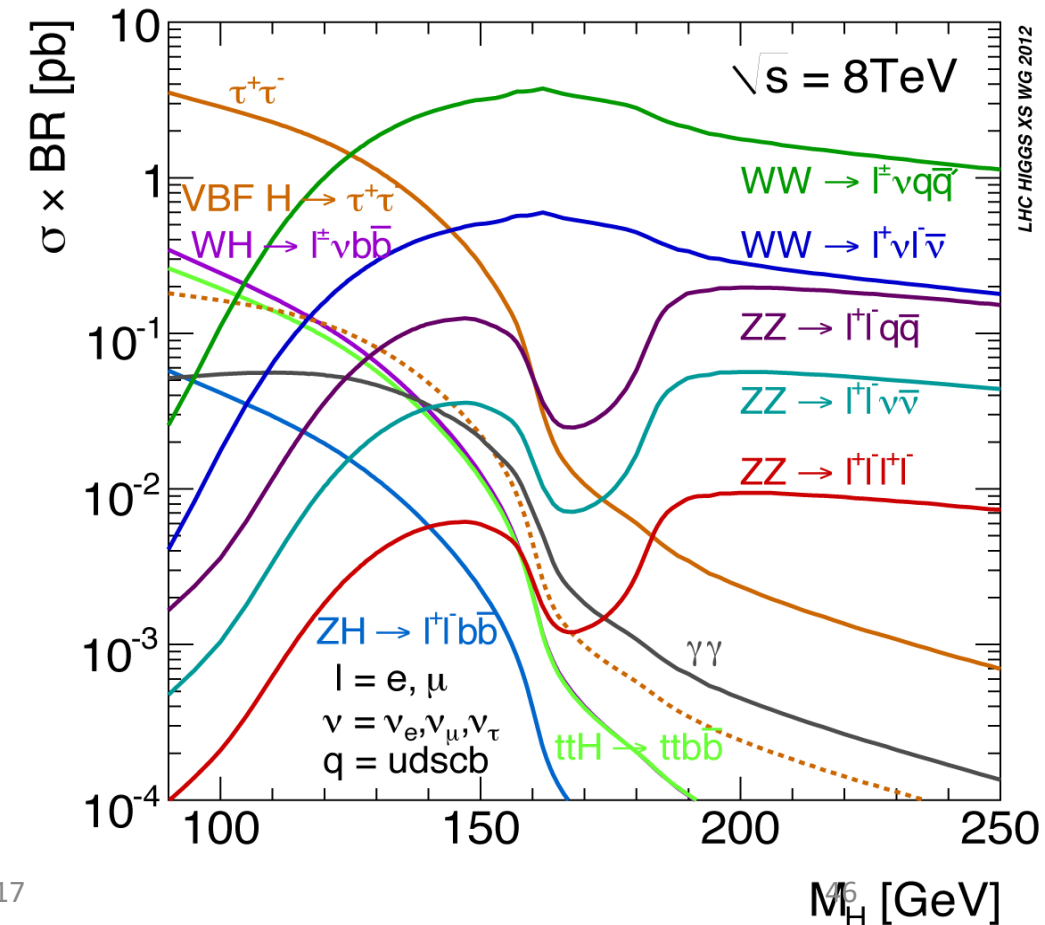
- Ritka, kis tömegre a legjobb

$H \rightarrow \tau\tau$

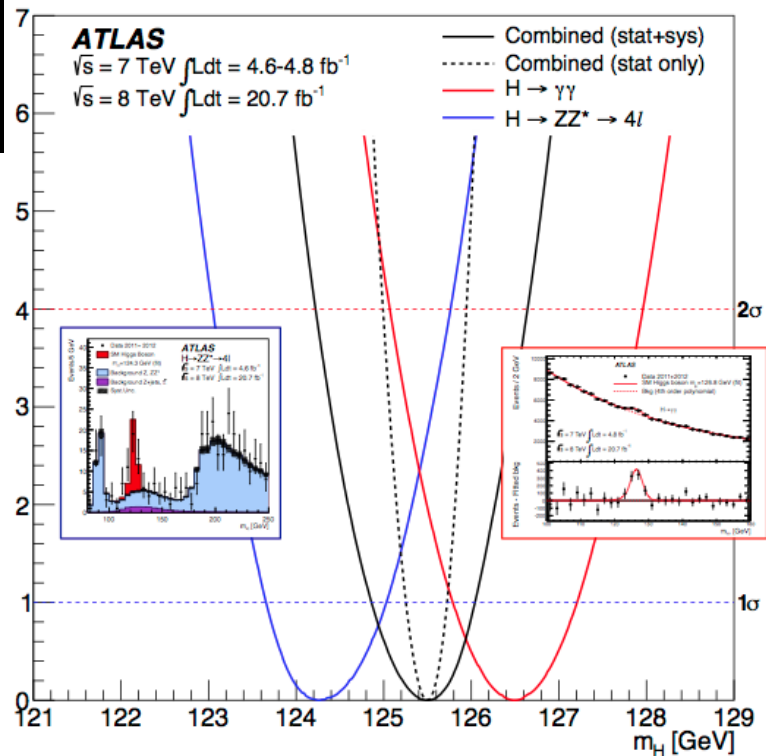
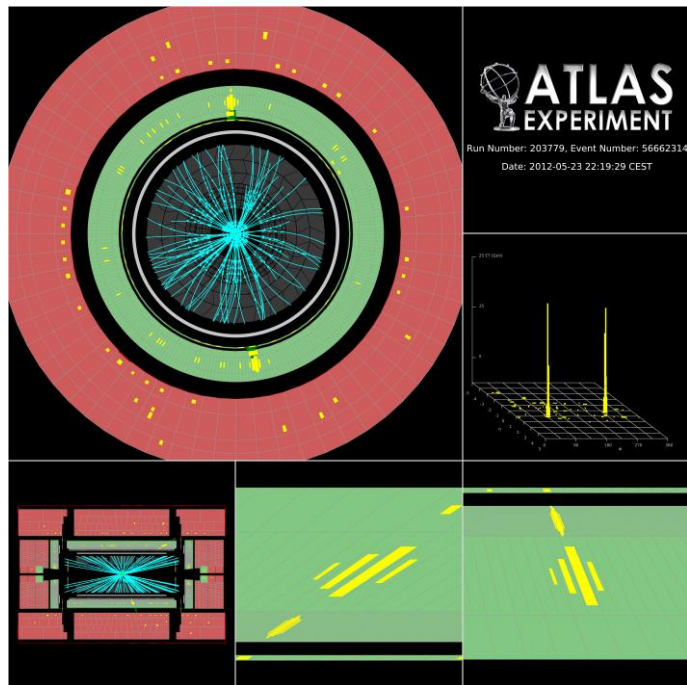
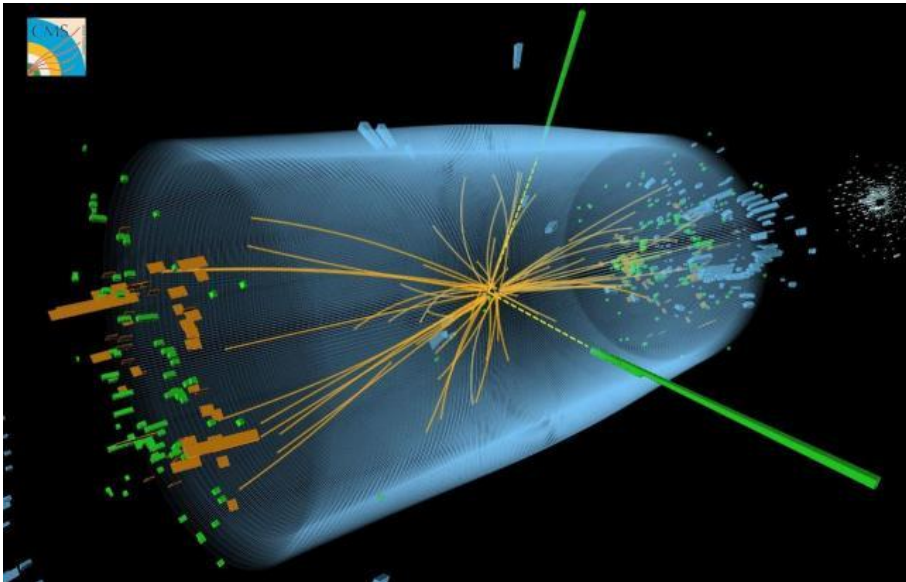
- Ritka, kis tömegre kedvező jel/háttér arány

$H \rightarrow b\bar{b}$

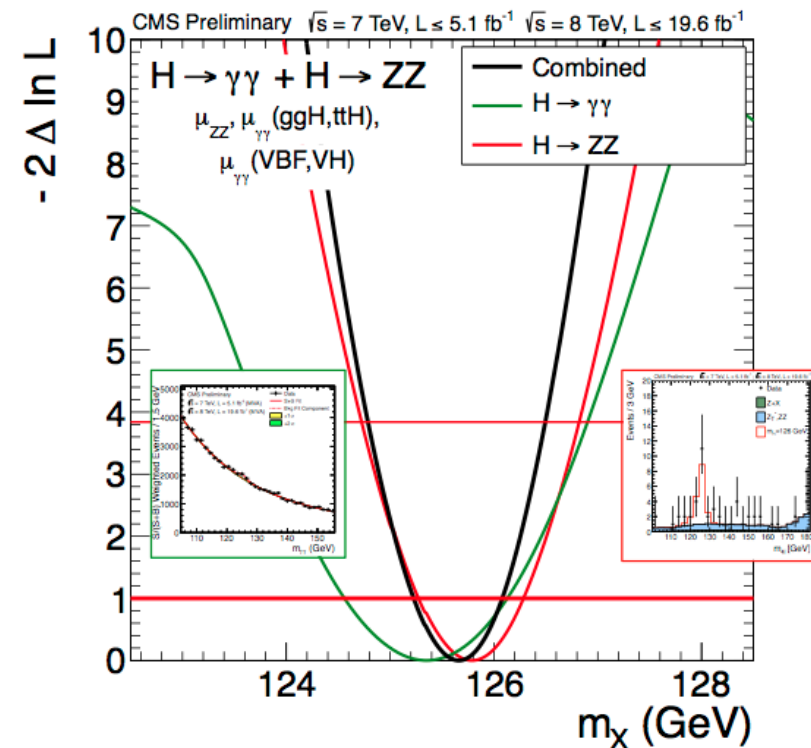
- $t\bar{t}H$, ZH , WH , hasznos de nehéz a jelentős háttér miatt



Higgs-bozon felfedezése



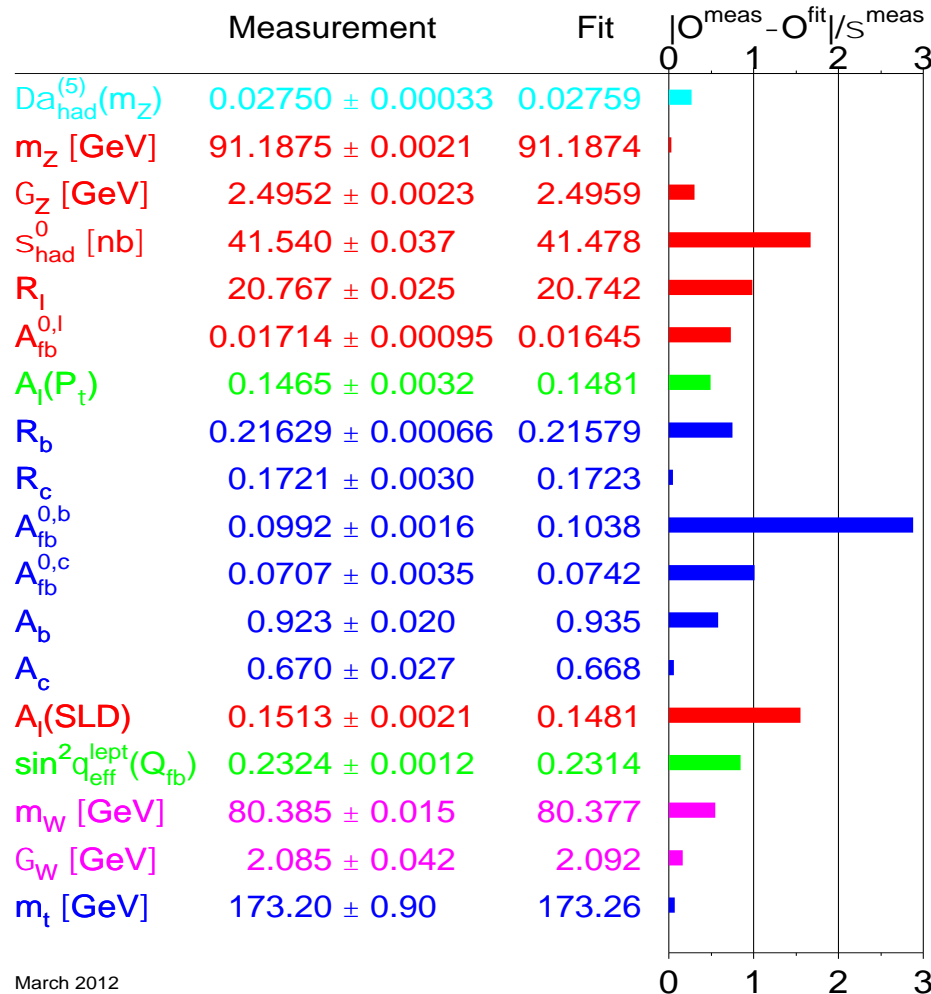
ATLAS: $M_H = 125.5 \pm 0.2_{\text{stat}} \pm 0.6_{\text{sys}} \text{ GeV}$



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

A Standard Modell sikere

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

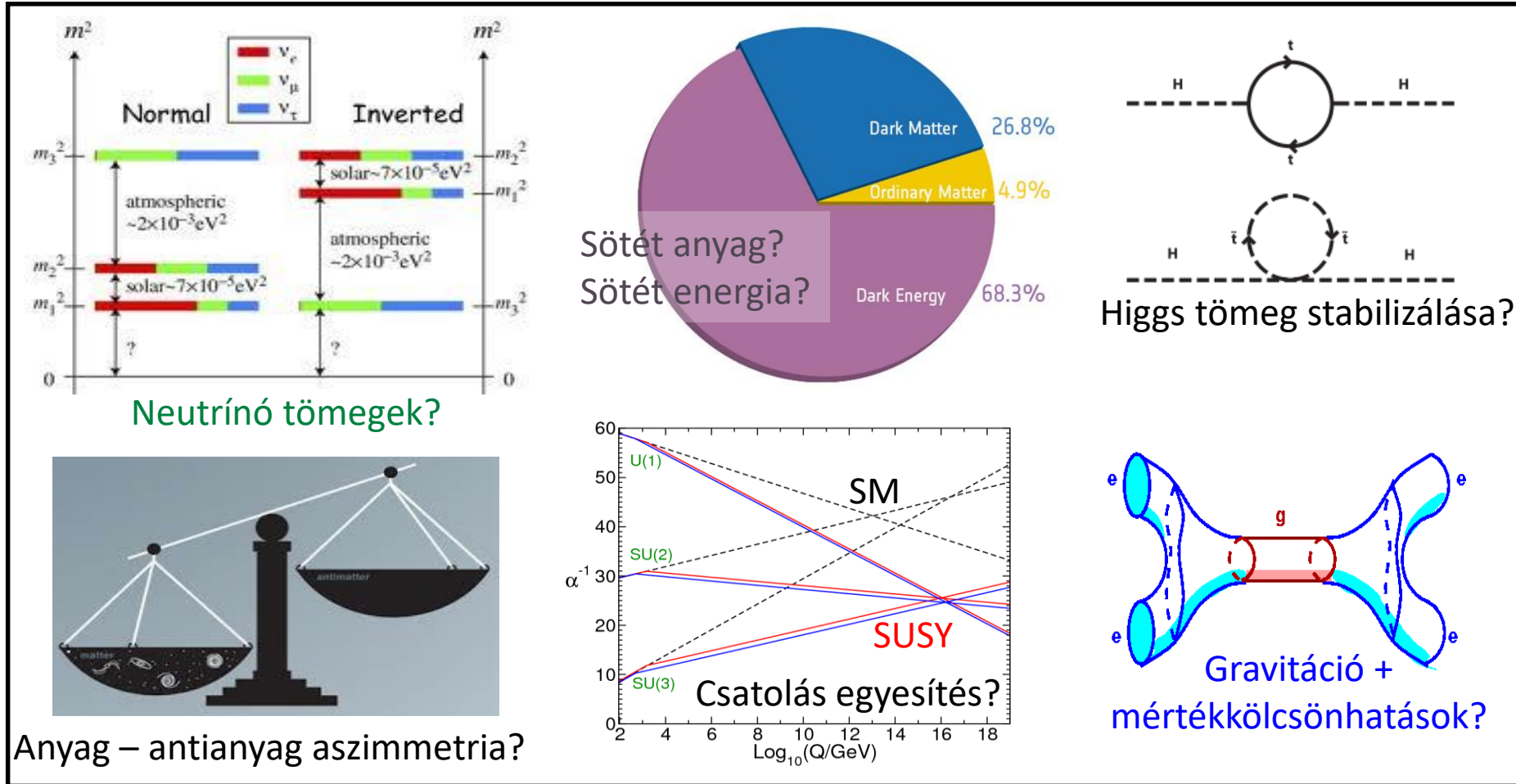


- Sok kísérlet (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL @ LEP, D0, CDF @ Tevatron, SLD, ...) számos eredményének kombinációja
- Kevés kilógó eredmény
- Legnagyobb különbség jelenleg az $e+e- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ előre-hátra aszimmetriája

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!



Amit nem magyaráz meg a Standard Modell

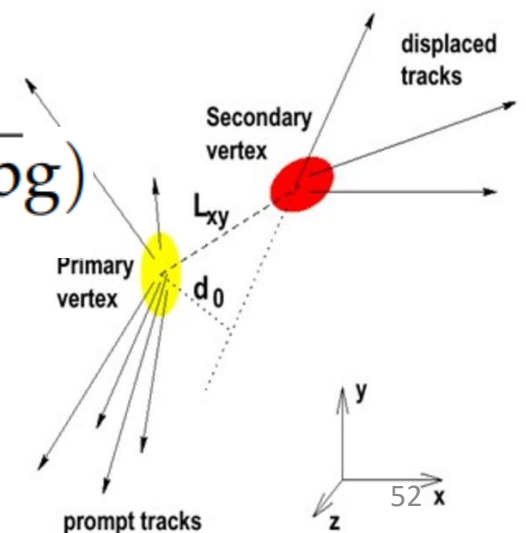
- Gravitáció nem illik a másik három kölcsönhatás rendszerébe
- A három kölcsönhatás erőssége növekvő energián konvergál, de nem találkozik egy pontban. Megvalósítható a kölcsönhatások nagy egyesítése?
- Óriási különbség a kölcsönhatások energia skálái között. Mi stabilizálja a Higgs bozon tömegét?
- 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?

Ha még marad idő

Új fizika

- Hogyan keressük az új fizikát
 - Feltételezések, pl ha lenne egy t^* , egy gerjesztett top kvark, az túl mutatna a mai SM-en
 - Hogyan bomlana egy t^* , mondjuk gluon kibocsátásával
 - Induljunk ki valami naiv modellből, az új fizika nem valami teljesen más típusú, mint a már ismert, csak van egy új csatolási állandó, egy új kölcsönhatás
 - Az LHC ütközési energiáin, milyen jelei lennének ennek?

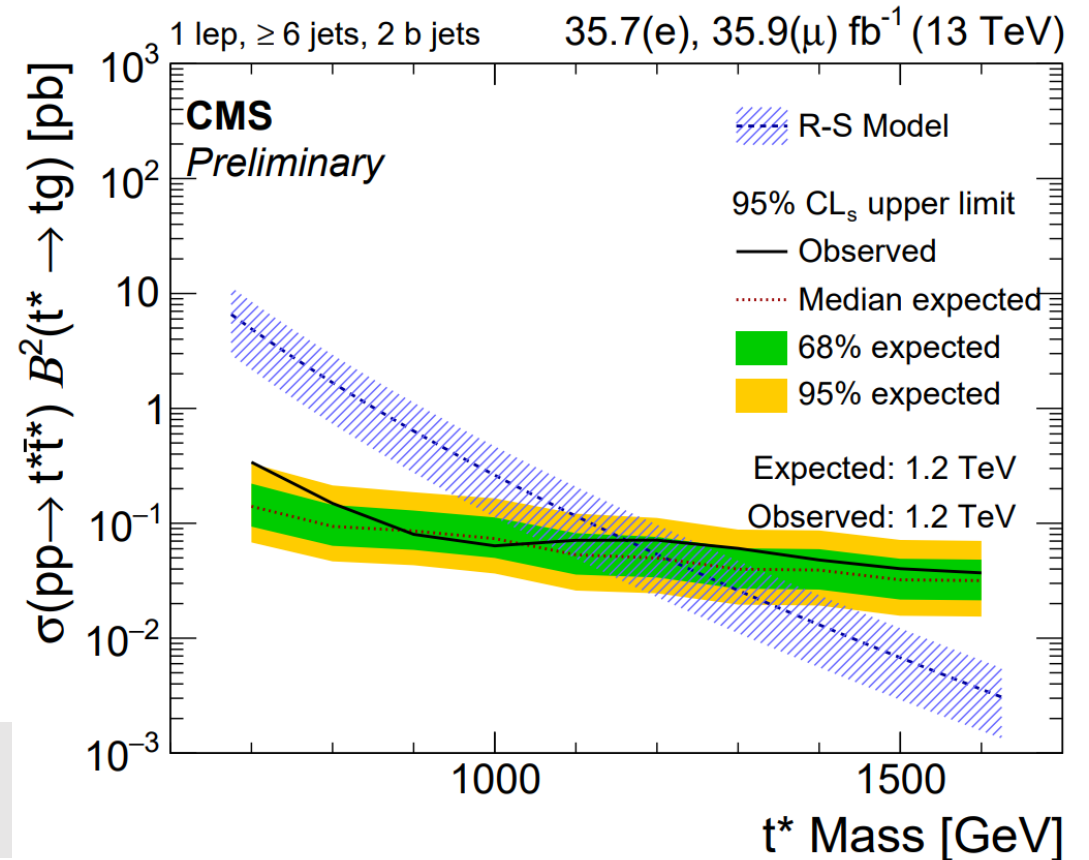
$$t^* \bar{t}^* \rightarrow (tg)(\bar{t}g) \rightarrow (W^+bg)(W^-\bar{b}g) \rightarrow (q_1q_2bg)(\ell\bar{\nu}b\bar{g})$$



Hogy keresem

- Ismernem kell a detektor képességeit, mit lehet megmérni
- A számítások alapján legyen esély megtalálni (ne legyen túl ritka)

	μ +jet final state	e+jet final state
$t^*\bar{t}^*(M_{t^*} = 700 \text{ GeV})$	3666	2726
$t^*\bar{t}^*(M_{t^*} = 800 \text{ GeV})$	1230	1014
$t^*\bar{t}^*(M_{t^*} = 900 \text{ GeV})$	483	369
$t^*\bar{t}^*(M_{t^*} = 1000 \text{ GeV})$	200	148
$t^*\bar{t}^*(M_{t^*} = 1100 \text{ GeV})$	92	69
$t^*\bar{t}^*(M_{t^*} = 1200 \text{ GeV})$	40	29
$t^*\bar{t}^*(M_{t^*} = 1300 \text{ GeV})$	20	15
$t^*\bar{t}^*(M_{t^*} = 1400 \text{ GeV})$	9	7
$t^*\bar{t}^*(M_{t^*} = 1500 \text{ GeV})$	4	4
$t^*\bar{t}^*(M_{t^*} = 1600 \text{ GeV})$	2	2
SM processes	$(4.66 \pm 0.38) \times 10^4$	$(3.07 \pm 0.23) \times 10^4$
Data	44 573	28 942



By comparing the results with the expectations for a excited top quark $m < 1.2 \text{ TeV}$ at 95% confidence level are excluded