مدلِ استانداردِ ذراتِ بنیادی

نُهمین مدرسه‌ی آموزشِ ویژه‌ی فیزیک

تازه‌هایِ فیزیکِ انرژی‌هایِ بالا

۲۸–۲۴ آذرِ ۱۳۸۲

مرکزِ تحصیلاتِ تکمیلی در علوم‌پایه، زنجان

امیرحسینِ فتح‌اللهی

نیروهای ِ از قدیم شناخته شده:

۱) قوانین ِ کپلر $\Leftarrow$ گرانش (نیوتن قرن ۱۷)

۲) قانون ِ کولن + قانون ِ آمپر + قوانین ِ فارادِی + مَکسول $\Leftarrow$ معادلات ِ مَکسول (۱۸۷۳) $\Leftarrow$ موج ِ الکترومغناطیسی $\Leftarrow$ نور یک موج ِ الکترومغناطیسی $\Leftarrow$ آشکارسازی ِ امواج ِ الکترومغناطیسی (هرتز ۱۸۸۸)

۳) مقایسه‌ی نیروها: نیروی‌های ِ بین ِ پروتون و الکترون

$$G\, m_{\mathrm{p}} m_{\mathrm{e}} \quad ? \quad \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}$$

$$6.67\times10^{-11}(9.1\times10^{-31})^2 1850 \quad ? \quad 9\times10^{9}(1.6\times10^{-19})^2$$

$$1\times10^{-67}\ \mathrm{N\cdot m^2} \lll 2.3\times10^{-30}\ \mathrm{N\cdot m^2}$$

$\Leftarrow$ گرانش فقط بین ِ اجسام ِ بی‌بار و سنگین مهم می‌شود!

تابش ِ جسم ِ سیاه $\Leftarrow$ کوانتای ِ انرژی (پلانک ۱۹۰۱) $\Leftarrow$ پدیده‌ی فوتوالکتریک $\Leftarrow$ فرضیه‌ی بسته‌ی نور (اینشتین ۱۹۰۵) $\Leftarrow$ تایید ِ تجربی (میلیکان ۱۹۱۶) + پراکنده‌گی ِ کامپتون (۱۹۲۳)

$\Leftarrow$ فوتون $\leftrightarrow$ بسته‌ی انرژی ِ «موج ِ الکترومغناطیسی»

الکترودینامیک ِ کوانتمی

Quantum Electro-Dynamics (QED)

برهم‌کنش ِ ذرات ِ باردار ِ با فوتون‌ها

نظریه‌ی میدان‌های ِ کوانتمی: کوانتای ِ میدان ~ ذره

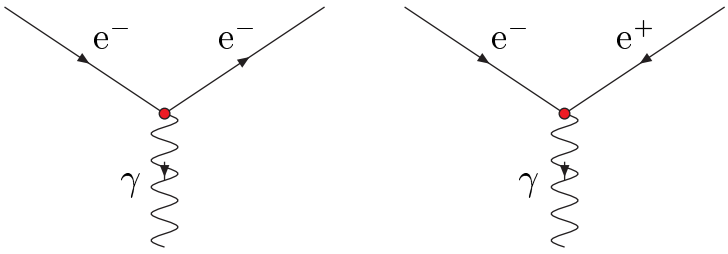
۱) کوانتای ِ میدان ِ (موج ِ) الکترومغناطیسی ~ فوتون

۲) کوانتای ِ میدان ِ الکترون (تابع‌موج ِ الکترون) ~ الکترون

در مکانیک ِ کوانتومی فقط با تابع‌موج‌ها (میدان‌ها) سروکار داریم

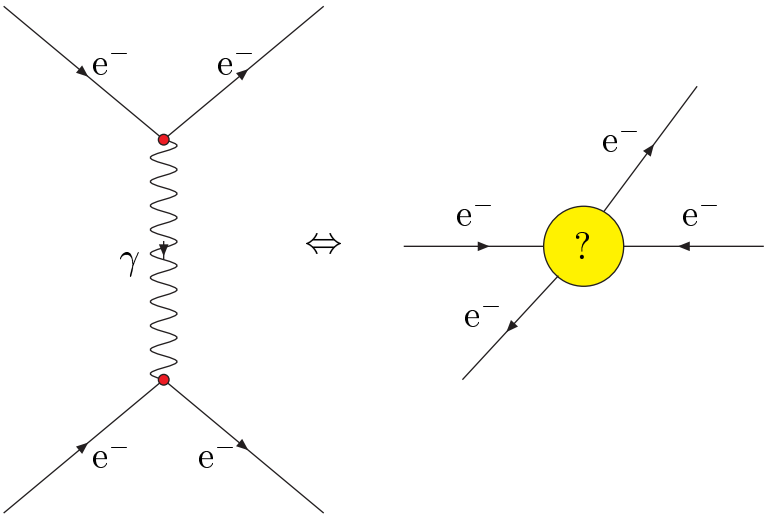
در نظریه‌ی میدان‌های ِ کوانتومی «کوانتاهای ِ میدان‌ها» در فرآیندهای ِ بنیادی نقش بازی می‌کنند

ابزار ِ محاسباتی: | فرآیندهای ِ بنیادی با نمودار معرفی می‌شوند |



گسیل ِ فوتون نابودی ِ زوج

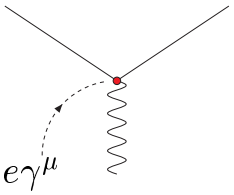
نمونه‌ای از نمایشِ اتفاقات با نمودارها:



یکی از نمودارها برایِ نمایشِ پراکنده‌گیِ $e^-e^- \to e^-e^-$

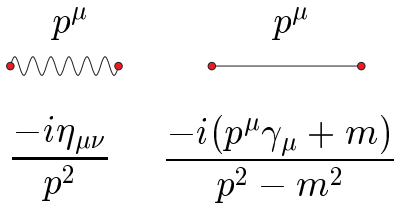
قواعدِ محاسبه ⇐ قواعدِ فاینمن:

راسِ برهم‌کنش:

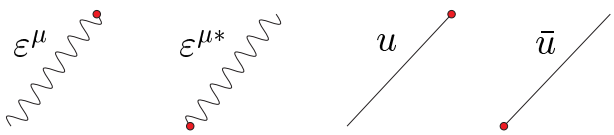


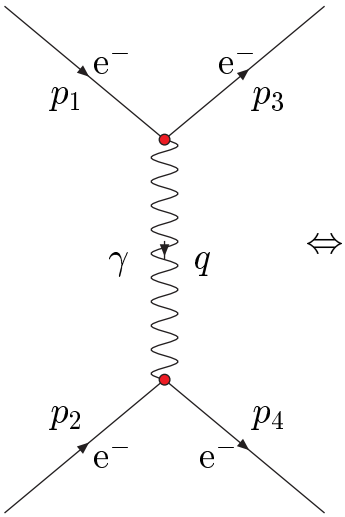
تابعِ راس

انتشارگرها:

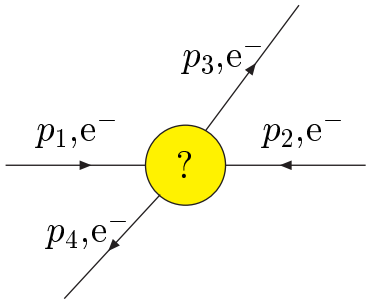


تابع‌موج‌ها:

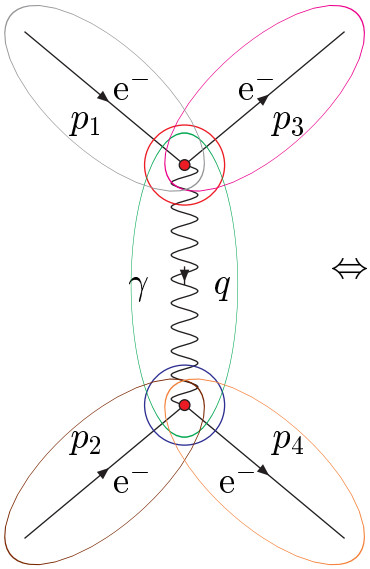




$\Leftrightarrow$



$$q = p_1 - p_3 = p_4 - p_2$$



$\Leftrightarrow$

$\approx$ دامنه‌ی احتمال

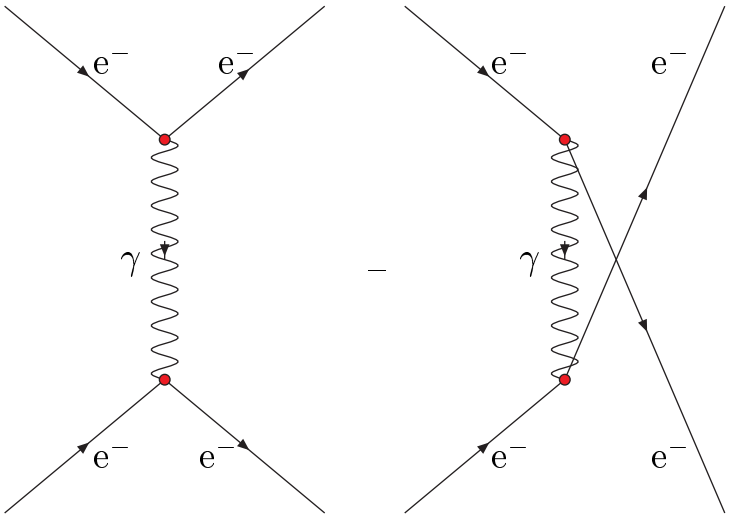
$$\bar{u}(p_3)\left(ie\gamma^{\mu}\right)u(p_1)$$

$$\times \frac{-i\eta_{\mu\nu}}{q^2} \times$$

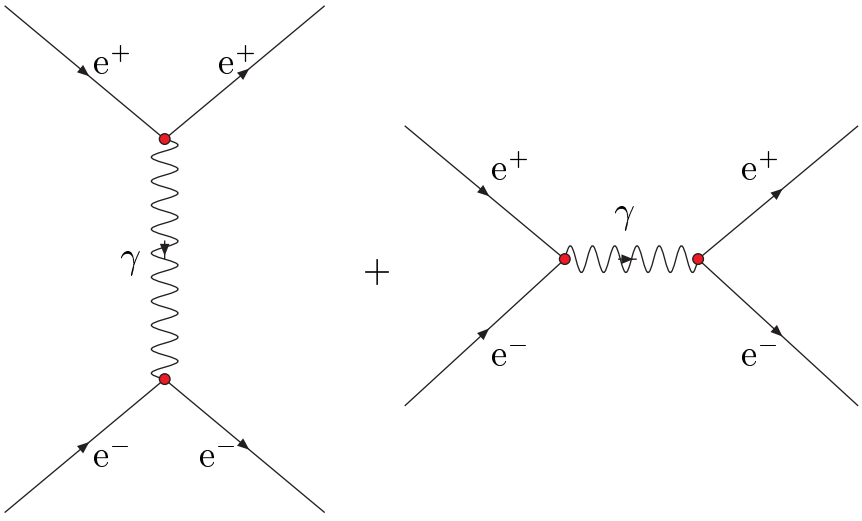
$$\bar{u}(p_4)\left(ie\gamma^{\nu}\right)u(p_2)$$

$$\approx ie^2\frac{\bar{u}_3\gamma^{\mu}u_1 \cdot \bar{u}_4\gamma_{\mu}u_2}{q^2}$$

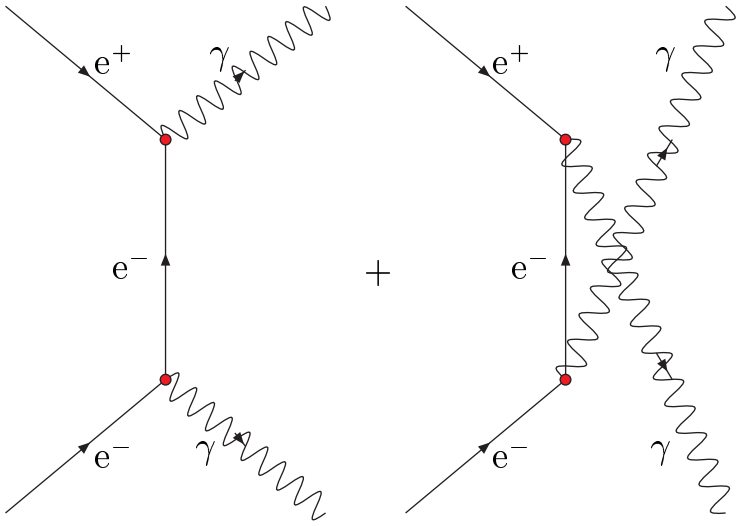
به‌کارگیریِ قواعدِ فاینمن برایِ پراکنده‌گیِ $e^-e^- \to e^-e^-$



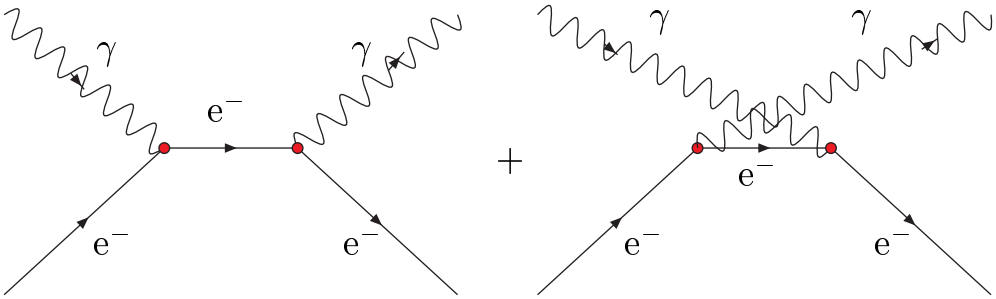
پراکنده‌گی $e^-e^- \to e^-e^-$



پراکنده‌گی $e^-e^+ \to e^-e^+$



پراکنده‌گی‌ $e^-e^+ \to \gamma\gamma$



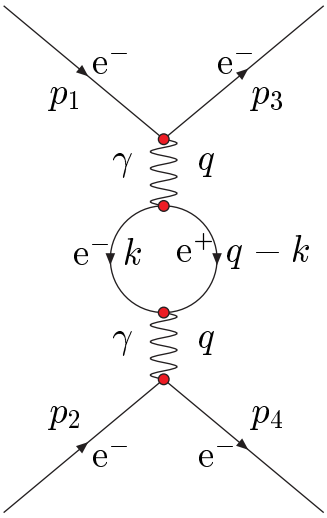
پراکنده‌گی‌ کامپتون $e^-\gamma \to e^-\gamma$

نمودارهایِ صفحاتِ قبل دامنه‌ی احتمال را تا مرتبه‌ی e^2 می‌داد

$$\hbar = c = 1 : \quad e^2 \sim \alpha \sim \frac{1}{137}$$

پس احتمال از مرتبه‌ی α^2 خواهد بود.

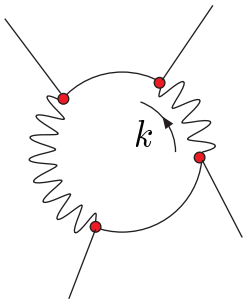
$\Leftarrow$ مرتبه‌هایِ بالاترِ اختلال؟ $\Leftarrow$ نمودارهایِ پیچیده‌تر



دامنه‌ی احتمال $\sim \alpha^2 \int \mathrm{d}^4k \, \Big(\cdots \Big)$

اختلالِ مرتبه‌ی بالاتر در پراکنده‌گیِ $\mathrm{e^-e^-} \to \mathrm{e^-e^-}$

قاعده‌ی فاینمنِ جدید $\Leftarrow$ رویِ تکانه‌ی در حلقه انتگرال می‌گیریم:



دامنه‌ی احتمال $\sim \int \mathrm{d}^4k \left(\cdots\right)$

خطرِ جدی $\Leftarrow$ در انتگرال‌گیری ممکن است بی‌نهایت درست شود

$\Leftarrow$ مرتبه‌هایِ بالاترِ اختلال بزرگ‌تر از مرتبه‌هایِ پایین‌تر هستند!

$\Leftarrow$ بی‌اعتباریِ بسطِ اختلالی $\Leftarrow$ شکستِ نظریه

در حالتِ کلی این خطر باعث می‌شود که بسیاری از نظریه‌هایِ میدان را نشود به طورِ کوانتومی مطالعه کرد!

نجاتِ بعضی از نظریه‌ها $\Leftarrow$ در بعضی از نظریه‌ها می‌شود «بی‌نهایت»ها را، در هر مرتبه از اختلال، در «بازتعریف»ِ پارامترهایِ فیزیکی جذب کرد

پارامترهایِ فیزیکی: بارِ الکتریکی، جرم، بهنجارشِ تابعِ موج

چرا بازتعریف؟

سوال: | بارِ الکترونِ واقعاً چه‌قدر است؟ |

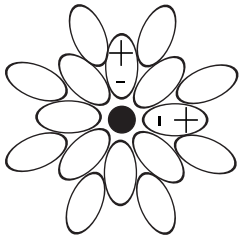
ممکن است واقعاً بی‌نهایت باشد! ولی ما تمام‌اش را اندازه نمی‌گیریم!

مثال: بارِ Q در محیطِ دی‌الکتریک

$$Q \to Q' = \frac{Q}{K}$$

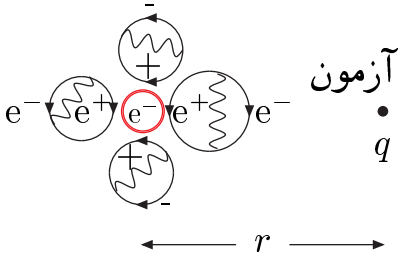
ضریبِ دی‌الکتریک: K

$$K > 1 \to Q' < Q$$



بارِ آزمون q

⇐ الکترون در خلاء ⇐ اُفت‌وخیزهایِ کوانتومی بار را پوشش می‌دهند



بارِ آزمون q

$$e_0 \to e = e(r)$$

$$e(0) = \infty$$

سوال: **چه‌قدر بی‌نهایت؟**

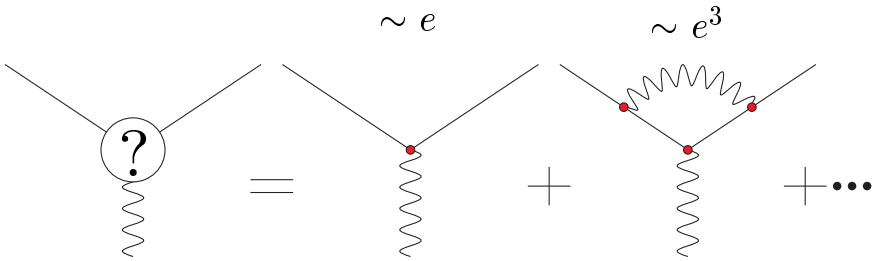
جواب: به اندازه‌ای که بی‌نهایت‌های ِ انتگرال‌ها را بتوان خنثی کرد!

فاینمن + توموناگا + شوئینگر (دهه‌ی ۱۹۵۰)

به نظریه‌هایی که می‌توان بی‌نهایت‌های ِ حاصل از محاسبات را، در هر مرتبه از اختلال در بازتعریف ِ پارامترهای ِ فیزیکی جذب کرد بازبهنجارش‌پذیر می‌گویند.

آیا این روش درست است؟

یک نتیجه‌ی آزمایش‌گاهی ⇐ تصحیح ِ راس ِ برهمکنش:



رابطه‌ی بین ِ ممان دوقطبی ِ مغناطیسی ِ الکترون و اسپین ِ آن

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{ge}{2m}\mathbf{S}, \qquad \text{انرژی} = -\boldsymbol{\mu}\cdot\mathbf{B}$$

نسبت ِ ژیرومغناطیسی: g

مکانیک‌کوانتومی: $g = ?$، نظریه‌ی دیرک: $g = 2$،

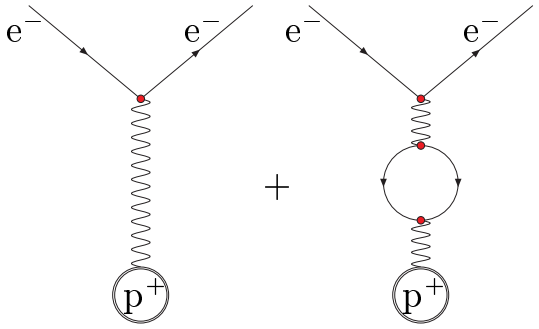
الکترودینامیکِ کوانتومی: $g = 2\Big(1 + \frac{\alpha}{2\pi} + O(\alpha^2)\Big) \Leftarrow$

نظریه: $\boxed{\frac{g-2}{2} = 0.0011614}$

تجربه: $\boxed{\frac{g-2}{2} = 0.0011597}$

درصدِ خطا: 0.0001%

مثالِ دیگر: تصحیحِ انتقالِ لَمب در طیفِ اتم‌ها



$$V(r) = \frac{-e^2}{r} \quad \rightarrow$$

$$V(r) = \frac{-e^2}{r} - \frac{e^4}{15\pi m^2}\delta(r)$$

محاسبه‌ی انرژی از نظریه‌ی اختلال برایِ اتمِ هیدروژن:

$$\triangle E_{nl} = -\frac{e^4}{15\pi m^2}|\psi_{nl}(0)|^2\delta_{l0}$$

تغییرِ فرکانس نور در $2s_{1/2} \leftrightarrow 2p_{1/2}$: 27 MHz در 1057 MHz

کشفِ مهم:

نظریه‌هایی که تقارنِ پیمانه‌ای دارند بازبهنجارش‌پذیر هستند.

تقارنِ پیمانه‌ای:

چاربُردارِ پتانسیل $A_\mu = (\phi, \mathbf{A}) \Leftarrow F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$

میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی: $F_{0i} \sim E_i, \quad F_{ij} \sim \epsilon_{ijk} B^k$

میدان‌هایِ الکتریکی و مغناطیسی تحت تبدیلِ زیر ناوردا هستند:

$$A_\mu \to A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu f(x), \qquad f(x): \text{ یک تابع}$$

معادله‌ی حرکتِ A_μ در حضورِ چارجریان $j_\mu = (\rho, \mathbf{J})$

$$(\eta_{\mu\nu}\Box - \partial_\mu\partial_\nu)A^\mu = j_\nu$$

حلِ معادله: $A^\mu = (\eta_{\mu\nu}\Box - \partial_\mu\partial_\nu)^{-1}\, j_\nu$

ولی عمل‌گرِ $\eta_{\mu\nu}\Box - \partial_\mu\partial_\nu$ وارون ندارد!

وجودِ ویژه‌مقدارِ صفر $\Rightarrow \quad (\eta_{\mu\nu}\Box - \partial_\mu\partial_\nu)\Big(\partial^\mu \Lambda(x)\Big) \equiv 0$

نتیجه‌ای از وجودِ تقارنِ پیمانه‌ای:

به هر جوابِ معادله‌ی حرکت می‌توان یک مشتقِ کامل اضافه کرد

راهِ حل $\Leftarrow$ شکستنِ تقارن برای انجامِ محاسبات $\Leftarrow$ انتخابِ پیمانه $\Leftarrow$ تثبیتِ پیمانه $\Leftarrow$ مثال: پیمانه‌ی لورنتس $\partial_\mu A^\mu = 0$ $\Leftarrow$ معادله‌ی حرکت: $\Box A_\mu = j_\mu$

تابع‌موجِ الکترون به صورتِ زیر تبدیل می‌شود:

$$\psi \to \psi' = \mathrm{e}^{ief(x)}\psi \qquad \bar{\psi} \to \bar{\psi}' = \mathrm{e}^{-ief(x)}\bar{\psi}$$

ذراتِ باردار $\Leftarrow$ الکترون‌ها

ذراتِ منتقل‌کننده‌ی نیرو $\Leftarrow$ فوتون‌ها $\Leftarrow$ کوانتاهایِ میدانِ پیمانه‌ایِ A_μ

تصویرِ جدید: نیروهایِ طبیعت از طریقِ مبادله‌ی ذرات منتقل می‌شوند، که ذراتِ مبادله‌شونده کوانتاهایِ میدان‌هایِ پیمانه‌ای هستند

سیرِ وقایع:

شیمی: عناصر با نسبتِ معینی ترکیب می‌شوند ⇐ فرضیه‌ی اتمی (دالتون ۱۸۰۸) ⇐ ثابت‌بودنِ خواصِ عناصر ⇐ اتم‌ها مانندِ کره‌هایِ تجزیه‌ناپذیر ⇐ شواهد و پیامدهایِ فرضیه‌ی اتمی:

۱) نظریه‌ی جنبشیِ گازها ⇐ قانونِ آوُگادرو

۲) حرکتِ براونی ⇐ نظریه‌ی اینشتین (۱۹۰۵) ⇐ مشاهده‌ی تجربی (پِرَن ۱۹۱۰) ⇐ اثرِ مستقیمِ اتم‌ها

۳) رادیواکتیویته ⇐ اشعه‌هایِ $\alpha\ \beta\ \gamma$ ⇐ اتم‌ها ساختارِ داخلی دارند ⇐کشفِ الکترون (e^-) (تامسون ۱۸۹۷) ⇐ e/m (تامسون ۱۹۰۰) ⇐ e (میلیکان ۱۹۰۹)

۴) پراکنده‌گیِ رادرفورد (۱۹۰۶) ⇐ انتظار بر این بود که پراکنده‌گی در زاویه‌ی بزرگ دیده نشود ⇐ بارِ مثبت در هسته متمرکز است ⇐کشفِ هسته‌ی اتم ⇐ الکترون‌ها به دورِ هسته می‌چرخند ⇐ پایداریِ اتم؟؟ ⇐ مدلِ بوهر (۱۹۱۳) ⇐ ترازهایِ انرژی ⇐آزمایشِ فرانک–هرتز (۱۹۱۴) ⇐ اشعه‌ی X و توضیحِ موزلی (۱۹۱۳) ⇐ جرمِ اتمی و عددِ اتمی

کشفِ مکانیکِ کوانتمی:

۱) موجِ وابسته به ذره (دوبروی ۱۹۲۴) ⇐ مکانیکِ موجی (شرودینگر ۱۹۲۵) ⇐ پراکنده‌گی الکترون‌ها از بلورها (دیویسون+گِرمِر ۱۹۲۵ و تامسون ۲۸–۱۹۲۷)

۲) مکانیکِ ماتریسی: هایزنبرگ ۱۹۲۵، بورن+یوردان+هایزنبرگ ۱۹۲۵ + دیرک ۱۹۲۵

۳) اصلِ طردِ پائولی ⇐ توضیحِ جدولِ تناوبی

۴) آزمایشِ اشترن–گرلاخ (۱۹۲۵) ⇐ کشفِ اسپین

۵) معادله‌ی موجِ نسبیتی دیرک (۱۹۲۷) ⇐ تابع‌موجِ چند مولفه‌ای برای ذراتِ با اسپین + پیش‌گویی وجودِ ضدِ ذرات ⇐ مشاهده‌ی ضدِ الکترون (اندرسون ۱۹۳۱)

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$$

هسته‌ی سبک‌ترین اتم (هیدروژن) ⇐ پروتون (p^+)

کشفِ نوترونِ خنثی (n^0) (چادویک ۱۹۳۲)

⇐ ذراتِ شناخته شده تا ۱۹۳۲: e^- و p^+ و n^0 و e^+ و γ

نیروهای ِ جدید:

توضیح ِ موزلی برای ِ طول ِ موج ِ تولید شده از عناصر $\Leftarrow$ تفاوت بین ِ جرم ِ اتمی و عدد ِ اتمی: $\Leftarrow$

Z: عدد ِ اتمی $=$ تعداد واحد ِ بار ِ مثبت در هسته $=$ تعداد ِ پروتون‌ها

A: جرم ِ اتمی $=$ نسبت ِ جرم ِ اتم به جرم ِ اتم ِ هیدروژن $=$ تعداد ِ پروتون‌ها $+$ تعداد ِ نوترون‌ها

$\Leftarrow$ در اغلب ِ موارد: $A \approx 2Z$

$$\text{شعاع ِ هسته} \sim \frac{\text{شعاع ِ اتم}}{10000}$$

معما: با وجود ِ دافعه‌ی الکتریکی، چه‌چیزی پروتون‌ها را درون ِ هسته کنار ِ هم نگه می‌دارد؟

جواب ِ طبیعی: یک نیروی ِ دیگر و البته بسیار قوی‌تر از نیروی ِ الکترومغناطیسی!

نیروی ِ جدید $\Leftarrow$ **نیروی ِ هسته‌ای ِ قوی**

نیروی ِ هسته‌ای قوی در زنده‌گی ِ روزمره دیده نمی‌شود $\Leftarrow$ نیرو کوتاه‌بُرد است

اتفاقاتِ جدید، ذراتِ جدید و نقشِ نیروها:

ساختِ شتاب‌دهنده‌هایِ جدید (از دهه‌ی ۱۹۵۰) $\Leftarrow$ کشفِ ده‌ها ذره‌ی جدید $\Leftarrow$ هادرون $\Leftarrow$ بعضی فرمیون و بعضی بوزون

فرمیون $\leftarrow$ باریون

بوزون $\leftarrow$ مِزون

باریون‌ها:

اسپین $= \frac{1}{2}$: $\mathrm{n}^0,\ \mathrm{p}^+$ $\quad \Sigma^{\pm},\ \Sigma^0,\ \Lambda,\ \Xi^-,\ \Xi^0$

اسپین $= \frac{3}{2}$: $\Sigma^{*\pm},\ \Sigma^{*0},\ \Xi^{*-},\ \Xi^{*0},\ \Delta^{\pm},\ \Delta^0,\ \Delta^{++},\ \Omega^-$

اسپین $= \frac{5}{2}$: .....

مزون‌ها:

اسپین $= 0$: $\pi^{\pm},\ \pi^0,\ \eta,\ \eta',\ K^{\pm},\ \bar{K}^0,\ K^0$

اسپین $= 1$: $\rho^{\pm},\ \rho^0,\ \phi,\ \omega,\ K^{*\pm},\ \bar{K}^{*0},\ K^{*0}$

اسپین $= 2$: .....

پیش‌نهادِ گِلمن + تْزوَیگ (۱۹۶۴): تمامِ باریون‌ها و مزون‌ها از ذراتی به نامِ کوارک‌ها و پادکوارک‌ها ساخته شده‌اند.

باریون: qqq پادباریون: $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ مزون: $q\bar{q}$

انواعِ کوارک و پادکوارک (تا ۱۹۶۴):

u (بالا = up)، بار$=\frac{+2}{3}$	$\bar{\text{u}}$، بار$=\frac{-2}{3}$
d (پایین = down)، بار$=\frac{-1}{3}$	$\bar{\text{d}}$، بار$=\frac{+1}{3}$
s (عجیب = strange)، بار$=\frac{-1}{3}$	$\bar{\text{s}}$، بار$=\frac{+1}{3}$

اسپینِ همه‌ی کوارک‌ها و پادکوارک‌ها: $\frac{1}{2}$ $\Leftarrow$ کوارک‌ها فرمیون‌اند

باریون‌ها:

$$\mathrm{p}^+ = \mathrm{uud},\ \mathrm{n}^0 = \mathrm{udd},\ \Sigma^+ = \mathrm{uus},\ \Sigma^0 = \mathrm{uds}$$

$$\Sigma^- = \mathrm{dds},\ \Lambda = \mathrm{uds},\ \Xi^- = \mathrm{dss},\ \Xi^0 = \mathrm{uss}$$

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

$$\Sigma^{*+} = \mathrm{uus},\ \Sigma^{*0} = \mathrm{uds},\ \Sigma^{*-} = \mathrm{dds},\ \Xi^{*-} = \mathrm{dss}$$

$$\Xi^{*0} = \mathrm{uss},\ \Omega^- = \mathrm{sss}$$

مزون‌ها:

$$\pi^0 = \bar{u}u,\ \pi^+ = \bar{d}u,\ \pi^- = \bar{u}d$$

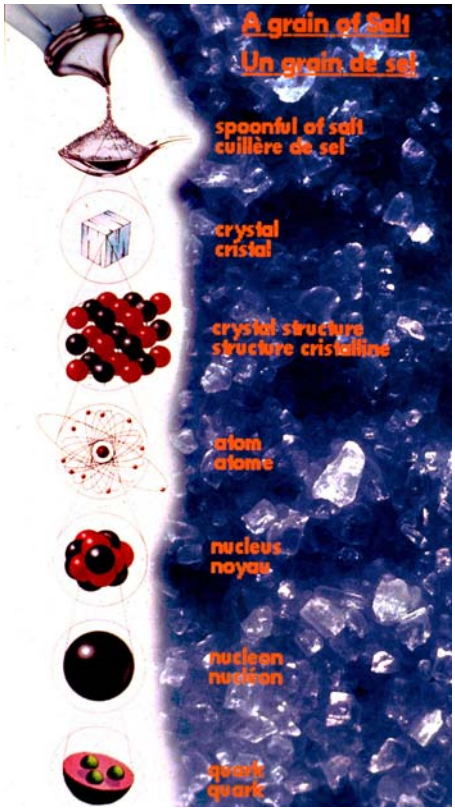
$$K^+ = \bar{s}u,\ K^- = \bar{u}s,\ K^0 = \bar{s}d,\ \bar{K}^0 = \bar{d}s$$

$$\eta = \bar{d}d,\ \eta' = \bar{s}s$$

به همین ترتیب برای ِ اسپین $1 =$

با این پیش‌نهاد می‌شد خواص ِ ذرات ِ کشف‌شده، و هم‌چنین وجود ِ ذرات ِ جدید را پیش‌گویی کرد.

مقیاس‌ها از دانه تا داخل ِ هسته:



در حالاتِ باریونیِ $\Delta^{++}=uuu$، $\Delta^{-}=ddd$ و $\Omega^{-}=sss$، به این علت که سبک‌ترین باریون‌ها با اسپینِ $\frac{3}{2}$ هستند، انتظار بر این است که تکانه‌ی زاویه‌ایِ نسبیِ سه کوارک صفر باشد $\Leftarrow$ قسمتِ فضاییِ تابعِ موج نسبت به مختصاتِ سه کوارک متقارن است. اسپین $= \frac{3}{2}$ $\Leftarrow$ قسمتِ اسپینیِ تابع‌حالت متقارن است

مشکل: حالاتِ ذکر شده در بالا اصلِ طردِ پائولی را نقض می‌کنند!

راهِ حل: یک درجه‌ی آزادی دیگر وجود دارد (گرین‌برگ ۱۹۶۴)

$\Leftarrow$ عددِ کوانتومیِ جدید برایِ کوارک‌ها: رنگ

رنگ‌ها: قرمز (r)، سبز (g) و آبی (b)

تابع‌حالتِ باریون‌هایِ ذکر شده نسبت به این سه عددِ کوانتومی پادمتقارن هستند:

$$|\text{color}\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}\Big(|\text{r}\rangle_1|\text{g}\rangle_2|\text{b}\rangle_3 - |\text{g}\rangle_1|\text{r}\rangle_2|\text{b}\rangle_3 + \text{بقیه‌ی ترکیبات}\Big)$$

سوال: چرا درجه‌ی آزادیِ رنگ قبلاً دیده نشده بود؟

جواب: تمامِ ذراتِ قابلِ آشکارسازی سفید هستند $\Leftarrow$ کوارک‌هایِ رنگ‌دار به تنهایی قابلِ مشاهده نیستند $\Leftarrow$ پس قسمتِ رنگیِ بقیه‌ی باریون‌ها هم مانندِ ترکیبِ بالاست، یعنی قرمز، سبز و آبی را به یک اندازه دارد

چرا پادمتقارن $\Leftarrow$ مثال: برای ساختن اسپین $= 0$ از دو اسپین $= \frac{1}{2}$

باید ترکیب پادمتقارن را برداشت:

$$|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\Big(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle\Big)$$

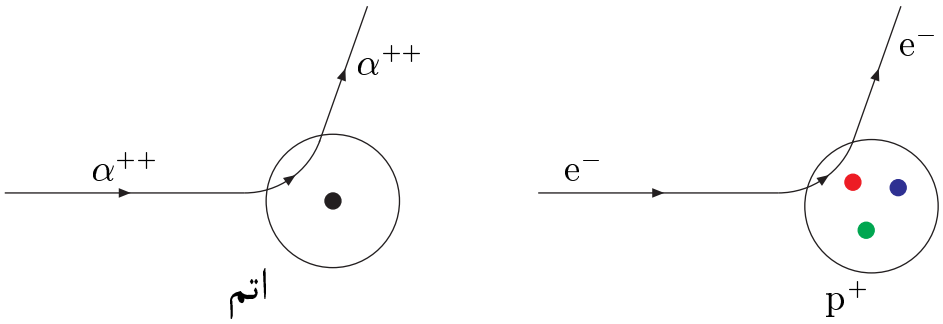
به طور خلاصه:

$$\boxed{\text{باریون} = \text{“RGB”}} \quad \boxed{\text{پادباریون} = \text{“}\bar{\text{R}}\bar{\text{G}}\bar{\text{B}}\text{”}}$$

$$\boxed{\text{“}\bar{\text{R}}\text{R} + \bar{\text{G}}\text{G} + \bar{\text{B}}\text{B”}}$$

تایید تجربی وجود «ساختار ذره‌ای» در پروتون $\Leftarrow$

شبیه کشف هسته در اتم:



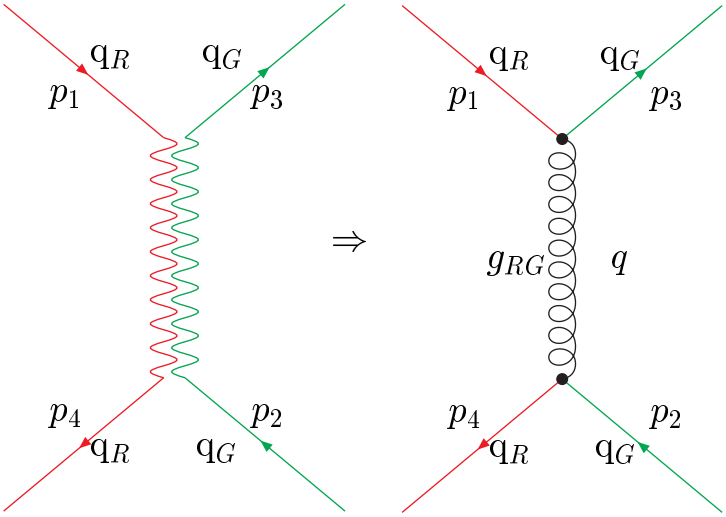
کوارک‌های ِ دیگری، و هادرون‌های ِ دیگری با این کوارک‌ها کشف شدند:

c (افسون = charm)، بار $=\frac{+2}{3}$	$\bar{c}$، بار $=\frac{-2}{3}$
b (ته = bottom)، بار $=\frac{-1}{3}$	$\bar{b}$، بار $=\frac{+1}{3}$
t (سر = top)، بار $=\frac{+2}{3}$	$\bar{t}$، بار $=\frac{-2}{3}$

مجموعاً 6 کوارک

چه‌چیزی کوارک‌ها را کنار هم نگه‌میدارد؟ $\Leftarrow$ باز هم نظریه‌ی پیمانه‌ای

رنگ به عنوانِ بارِ نیرویِ هسته‌ایِ قوی!



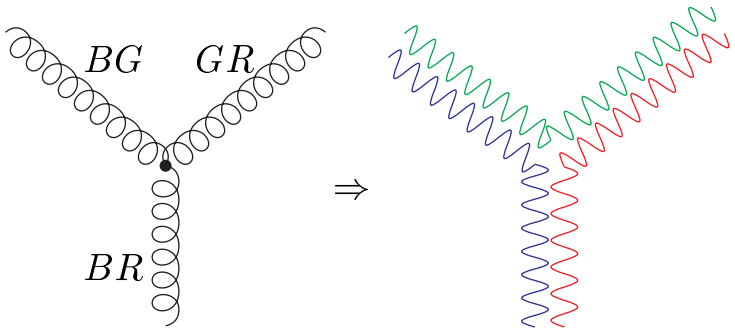
ذره‌هایِ مبادله‌شونده‌ی جدید: گلوئون‌ها $\Leftarrow$ تعدادِ گلوئون‌ها:

$$3 \times 3 - 1 = 8$$

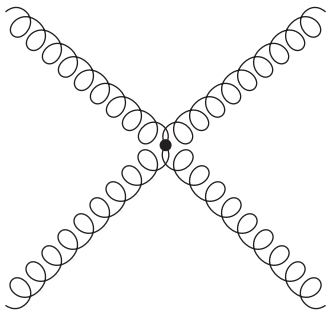
یک نظریه‌پیمانه‌ای با 8 ذره‌ی مبادله شونده: فوتون $\Leftarrow$ گلوئون‌ها

گِلمن + فریتش + لُیْتویلر (۱۹۷۳)

شبیه‌ِ نمودارهای‌ِ فاینمن‌ِ در الکترودینامیک‌ِ کوانتومی نیز این‌جا وجود دارند ⇐ ولی بیش‌تر! ⇐ گلوئون‌ها به‌هم جفت می‌شوند!



و هم‌چنین راس با چهار گلوئون:

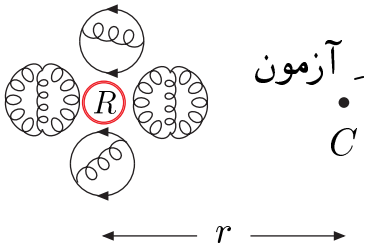


⇐ گلوئون‌ها، بر خلاف‌ِ فوتون، خودشان بار‌ِ قوی دارند!

تصحیحِ کوانتومی در مقدارِ بار:

در الکترودینامیکِ کوانتومی دیدیم که جفت‌هایِ e^+e^- اثرِ پوشاننده‌گی دارند

در موردِ بارِ رنگی حلقه‌هایِ گلوئونی هم داریم ⇐ می‌شود نشان داد که حلقه‌هایِ گلوئونی اثرِ ضدِ پوشاننده‌گی دارند



$$R_0 \to R = R(r)$$

$$R(\infty) = 0$$

$$R(0) = \infty$$

برایِ هر چه دورتر کردنِ کوارک‌ها، مقدار کارِ لازم به سرعت زیاد می‌شود ⇐ کوارک‌ها هم‌دیگر را ترک نمی‌کنند!

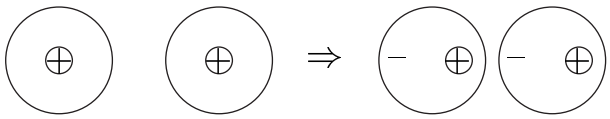
به این دلیل است که تابه حال کوارکِ آزاد مشاهده نشده‌است، و همه‌ی آن‌ها در هادرون‌ها محبوس شده‌اند ⇐ حبس‌شده‌گیِ کوارک‌ها

تمامِ ذراتی که به طورِ مستقیم تولید و آشکار شده‌اند بی‌رنگ هستند، یعنی بارِ خالصِ نیرویِ هسته‌ایِ قوی را ندارند ⇐ پروتون‌ها بارِ خالصِ هسته‌ایِ قوی ندارند

سوال: چرا پروتون‌هایِ درونِ هسته‌ی اتم هم‌دیگر را جذب می‌کنند؟

جواب: نیرویِ واندروالسِ هسته‌ایِ قوی

مثال: دو اتم خنثی از نظرِ الکتریکی، در صورتی که به اندازه‌ی کافی به هم نزدیک شوند، هر یک به یک دوقطبیِ الکتریکی تبدیل شده، و یک‌دیگر را جذب می‌کنند ⇐ اثرِ واندروالس



⇐	نیرویِ هسته‌ایِ قوی به قدری قوی است که حتی اثرِ واندروالسِ آن به دافعه‌ی الکترومغناطیسی غلبه می‌کند
⇐	چون رنگِ خالص به طورِ آزاد باقی نمی‌ماند، نیرویِ موثرِ هسته‌ای کوتاه‌بُرد است

نیروی ِ دیگر:

بعضی از هسته‌ها ناپایدارند $\Leftarrow$ رادیواکتیویته

انتظار: تعداد نوترون ِ بیش‌تر $\Leftarrow$ تجمع ِ بار ِ مثبت ِ کم‌تر در هسته

$\Leftarrow$ هسته‌ی پایدارتر

مشاهده: $\boxed{\text{نوترون ِ بیش‌تر} \Leftarrow \text{ناپایدارتر}} \Leftarrow$

در مواد ِ رادیواکتیو: تعداد ِ پروتون $\times 1.5 \gtrsim$ تعداد ِ نوترون

هم‌چنین، تعداد ِ کمی از عناصر رادیواکتیویته هستند!

$\Leftarrow$ سازوکار ِ دیگری، به غیر از الکترومغناطیس و هسته‌ای ِ قوی، و هم‌چنین ضعیف‌تر از آن‌ها باید در واپاشی ِ هسته دخیل باشد

نیروی ِ جدید $\Leftarrow$ **نیروی ِ هسته‌ای ِ ضعیف**

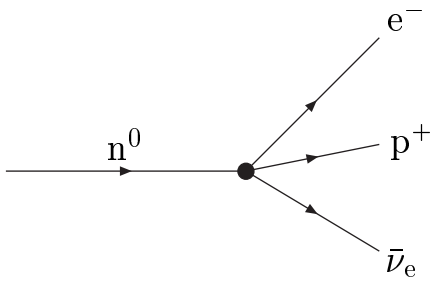
نیروی ِ هسته‌ای ضعیف در زنده‌گی ِ روزمره دیده نمی‌شود

$\Leftarrow$ نیرو کوتاه‌بُرد است

مشاهده‌ی تجربی: نوترون واپاشی می‌کند $\Leftarrow$ نیمه‌عمر $\sim 15\ \mathrm{min}$

واکنش بنیادی در واپاشی هسته‌ی اتم: $\boxed{\mathrm{n}^0 \to \mathrm{p}^+ + \mathrm{e}^- + \bar{\nu}_\mathrm{e}}$

نمودارِ پیش‌نهادی (فِرمی):



اشکالات:

$\boxed{\text{ساختارِ نوترون و پروتون در این‌جا چه نقشی دارد؟}}$

$\boxed{\text{این نظریه بهنجارش‌پذیر نیست!}}$

$\Leftarrow$ شاید یک نظریه‌ی پیمانه‌ای! $\Leftarrow$ نظریه‌ی پیمانه‌ای با بُرد کوتاه!؟

یک مثال: پتانسیلِ یک بارِ Q ساکن را می‌توان کوتاه‌بُرد کرد:

$$\nabla^2\phi = Q\delta(\vec{r}) \quad \Rightarrow \quad \phi(\vec{r}) \sim \frac{Q}{r}$$

$$\nabla^2\phi + m^2\phi = Q\delta(\vec{r}) \quad \Rightarrow \quad \phi(\vec{r}) \sim \frac{Qe^{-mr}}{r}$$

m نقشِ جرمِ فوتون را بازی می‌کند:

$$\Box\phi + m^2\phi = 0 \quad \Rightarrow \quad \phi(\vec{r},t) \sim e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}-iEt} \quad \Rightarrow \quad E^2 = \vec{k}^2 + m^2$$

اشکال: تقارنِ پیمانه‌ای از دست رفته است! شکلِ اصلیِ معادله قبلِ از انتخابِ پیمانه: $\boxed{(\eta_{\mu\nu}\Box - \partial_\mu\partial_\nu)A^\mu = 0}$

$$\partial_\mu A^\mu = 0 \quad \Rightarrow \quad \Box A^\mu = 0 \quad \text{(انتخابِ پیمانه)}$$

معادله‌ی اصلی تحتِ تبدیلِ $\boxed{A_\mu \to A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu f(x)}$ ناورداست. معادله‌ی با جرم چه‌طور؟

$$(\eta_{\mu\nu}\Box - \partial_\mu\partial_\nu)A^\mu + m^2A^\mu = 0$$

نمی‌شود!

$\Leftarrow$ ایده‌ی نظریه‌ی پیمانه‌ای شکست می‌خورد؟ بازبهنجارش؟

نه! $\Leftarrow$ سازوکارِ هیگز

ممکن است با این معادله‌ی حرکت شروع کرد:

$$(\eta_{\mu\nu}\Box - \partial_\mu\partial_\nu)A^\mu + F[H]A^\mu + G[H] = 0$$

$H(x)$ یک میدانِ جدید به نامِ میدانِ هیگز ⇐ ذره‌ی هیگز

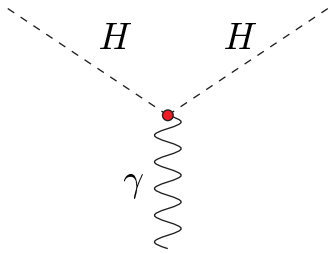
$F[H]$ و $G[H]$ عبارت‌هایِ مناسب از H، مثلاً:

$$F[H] \sim H^2, \qquad G[H] \sim H^*\partial_\mu H - H\partial_\mu H^*$$

تبدیلاتِ پیمانه‌ایِ H چنان است که معادله‌ی حرکت هم‌چنان تقارنِ پیمانه‌ای داشته باشد

$$H \to H' = e^{if}H$$

با این معادله‌ی حرکت ⇐ ذره‌ی هیگز و فوتون‌ها برهم‌کنش دارند:



وجودِ یک مقدارِ زمینه برای H: $\boxed{H = H_0 + h(x)}$ $\boxed{\text{ثابت} = H_0}$

برایِ حالتِ بدونِ «برانگیختگی» هیگز: $h(x) \sim 0$

$$(\eta_{\mu\nu}\Box - \partial_\mu\partial_\nu)A^\mu + H_0^2 A^\mu = 0$$

H_0 نقشِ جرم را بازی می‌کند $\Leftarrow$ شکستِ تقارن $\Leftarrow$ بازبهنجارش؟

می‌شود نشان داد که چون نظریه‌ی اولیه تقارن داشته، نظریه با وجودِ ذراتِ هیگز هم به طورِ موثر تقارن را دارد $\Leftarrow$

$\boxed{\begin{array}{l}\text{وجودِ مقدارِ زمینه تقارن را می‌شکند،}\\ \text{ولی مانندِ انتخابِ پیمانه می‌ماند!}\end{array}}$ (توفت ۱۹۷۱)

نمایش:

(۱)

(۲)

(۳)

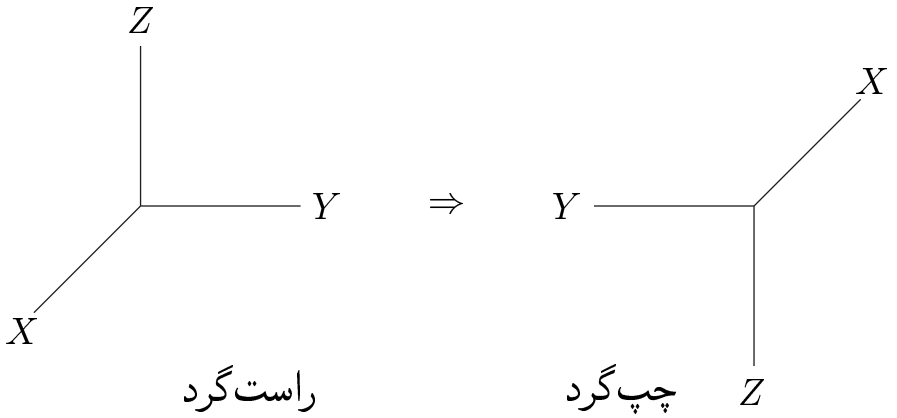
(۴)

(۵)

(۱) توزیعِ یک‌نواختی از آدم به عنوانِ زمینه، (۲) ورودِ شخصی مهم به زمینه، (۳) جفت‌شده‌گیِ مردم به شخص جرمِ او را افزایش می‌دهد، (۴) خبری داده می‌شود، (۵) تجمع‌هایِ موضعی به عنوانِ ذره.

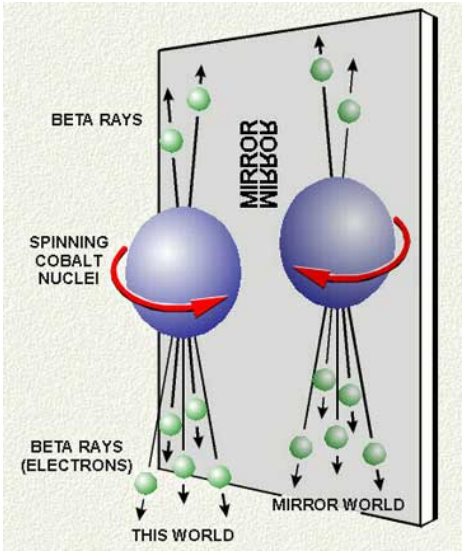
مشاهده‌ی مهمِ دیگر $\Leftarrow$ نقضِ پاریته

تبدیلِ پاریته:



به نظر می‌رسید هر کدام از این دو دست‌گاه می‌توانستند برای توصیفِ طبیعت استفاده شوند!

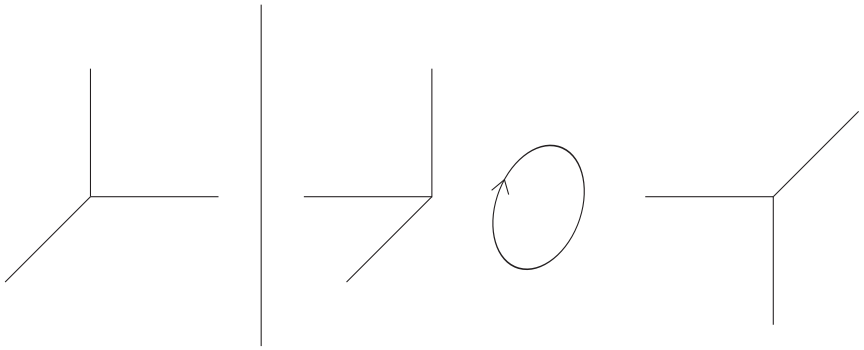
پیش‌نهادِ لی و ینگ (۱۹۵۶) و آزمایش وُو (۱۹۵۷):



$$\mathrm{Co} \rightarrow \mathrm{Ni} + \mathrm{e}^- + \bar{\nu}_\mathrm{e}$$

در یک نمونه که حاویِ اتم‌هایِ کبالتِ با اسپین‌هایِ هم‌جهت‌شده است، در بیش‌ترِ موارد الکترون‌ها بر خلافِ جهتِ اسپینِ کبالت حرکت می‌کنند. در تصویرِ آینه‌ای اتفاقی که ما در طبیعت می‌بینیم نمی‌افتد!

آینه چه ربطی به پاریته دارد؟ $\Leftarrow$ $\boxed{\text{دوران } 180^o + \text{انعکاس} = \text{پاریته}}$



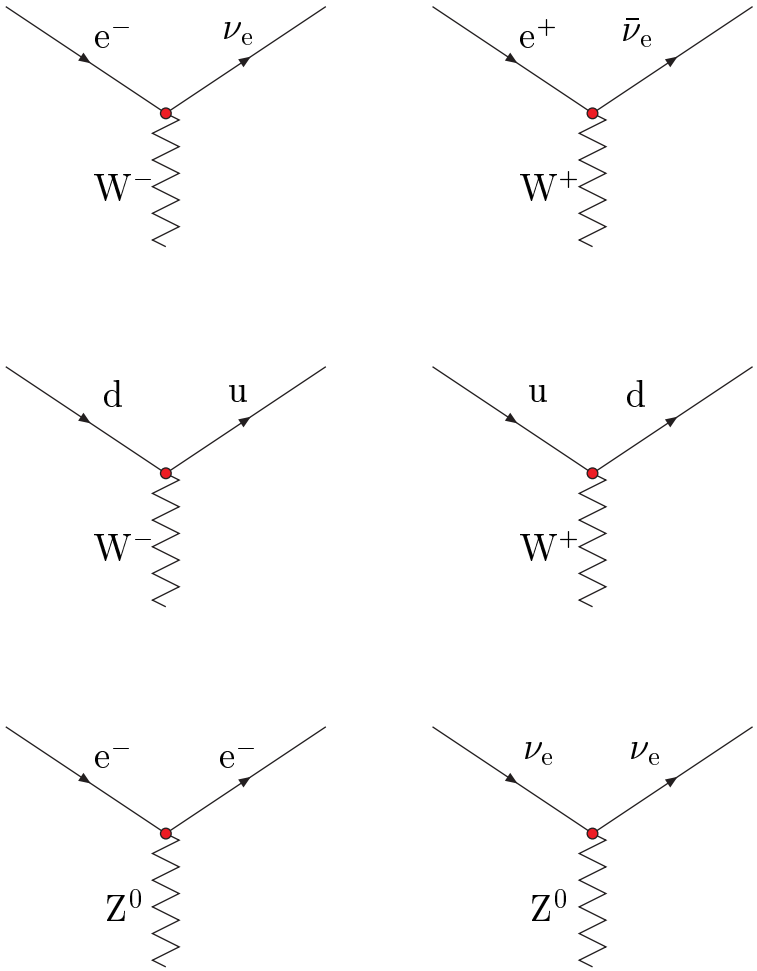
آینه دوران 180^o

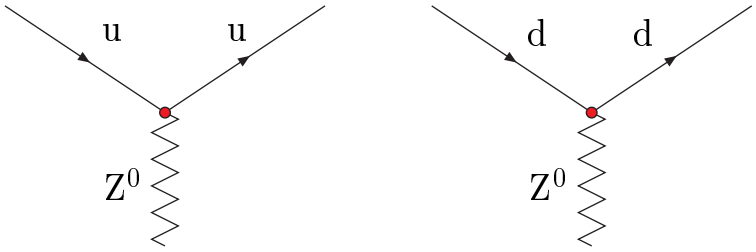
دلیلی ندارد همان اتفاق در آینه بیافتد:

نتیجه: برهم‌کنش طوری است که تقارن بینِ چپ و راست را می‌شکند، و هم‌چنین تقارنِ پیمانه‌ایِ آن به‌وسیله‌ی سازوکارِ هیگز شکسته شده است.

گِلَشو (۱۹۶۱) و (۱۹۶۶) + واینبرگ (۱۹۶۷) + سلام (۱۹۶۸)

نمودارهایِ فاینمن:





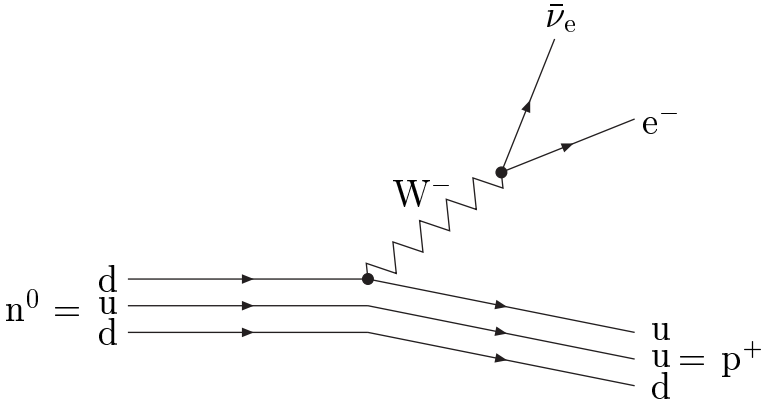
سه نوع ذره‌ی پیمانه‌ای داریم که دو تا از آن‌ها بارِ الکتریکی دارند:

Z^0، جرم $\sim 93\,\mathrm{GeV}/c^2 \sim 93 m_\mathrm{p}$

$W^\pm$، جرم $\sim 81\,\mathrm{GeV}/c^2 \sim 81 m_\mathrm{p}$

بُردِ نیرو $\sim \frac{\hbar}{Mc} \sim 10^{-16}\,\mathrm{cm}$

واپاشیِ نوترون:



جدول ِ ذرات ِ ماده و ذرات ِ مبادله‌کننده‌ی نیرو