

Электрослабые взаимодействия. Стандартная модель и ЛНС

А.Б. Арбузов

ЛТФ ОИЯИ

Осенняя школа по физике кварк-глюонной материи

УНЦ ОИЯИ, Дубна, 16 — 20 ноября 2023

- ▶ Что такое Стандартная модель (СМ)?
- ▶ Частицы (поля) СМ
- ▶ Принципы СМ, её лагранжиан
- ▶ Конструкция электрослабого сектора СМ
- ▶ Свойства СМ
- ▶ Проверка СМ на БАК других экспериментах
- ▶ Статус и проблемы СМ

Что такое Стандартная модель?

СМ это:

- ▶ — наиболее успешная физическая модель из всех
- ▶ — написана на языке квантовой теории поля
- ▶ — основана на принципах симметрии
- ▶ — минимальна
- ▶ — имеет огромную предсказательную способность

Но мы не понимаем, **почему** она работает так хорошо...

Вопросы к СМ:

- ▶ Является ли СМ фундаментальной теорией?
- ▶ Если нет, какова область ее применимости?
- ▶ Являются ли поля и взаимодействия СМ фундаментальными?
- ▶ Есть ли что-то помимо СМ (и гравитации)?

Standard Model of Elementary Particles

		three generations of matter (fermions)			interactions / force carriers (bosons)	
		I	II	III		
mass		$\approx 2.2 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.28 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.1 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 124.97 \text{ GeV}/c^2$
charge		$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
spin		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
		u up	c charm	t top	g gluon	H higgs
		d down	s strange	b bottom	γ photon	
		e electron	μ muon	τ tau	Z Z boson	
		ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	W W boson	
		$< 1.0 \text{ eV}/c^2$	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$	$< 18.2 \text{ MeV}/c^2$	± 1	
		0	0	0	1	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
		QUARKS			GAUGE BOSONS VECTOR BOSONS	SCALAR BOSONS
		LEPTONS				

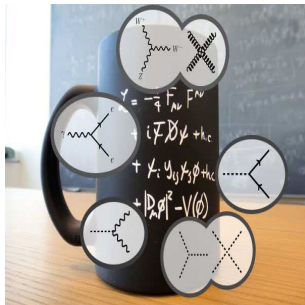
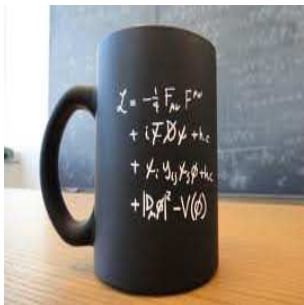
Courtesy to [Wikipedia](#): "Standard Model of Elementary Particles" by MissMJ - Own work by uploader, PBS NOVA [1], Fermilab, Office of Science, United States Department of Energy, Particle Data Group.

Сколько фундаментальных взаимодействий в Природе?

Сколько фундаментальных взаимодействий в Природе?

Сколько взаимодействий в Стандартной модели?

Для ответа на последний вопрос посмотрим на лагранжиан СМ.



N.B. How many bugs are there in the mugs?

Полный лагранжиан СМ длинный и сложный:

Exercise 1.1.1.1.a: Given locality, causality, Lorentz invariance, and known physical data since 1860, show that the Lagrangian describing all observed physical processes (sans gravity) can be written:

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{2}\partial_\nu g_\mu^\alpha \partial_\nu g_\mu^\alpha - 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^\nu \gamma^\mu q_j^\nu) g_\mu^\alpha + \bar{G}^a \partial^2 G^a + g_s f^{abc} \partial_\mu \bar{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{2g}{M} H + \frac{1}{2}(H^2 + \phi^0 \phi^0 + 2\phi^+ \phi^-) \right] + \frac{2M^4}{g^2} \alpha_h - ig_{cW} [\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_{sW} [\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_\nu^+ Z_\nu^0 W_\mu^- - Z_\mu^0 Z_\nu^0 W_\mu^+ W_\nu^-) + \\
 & g^2 s_W^2 (A_\mu W_\nu^+ A_\nu W_\mu^- - 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^-] - \\
 & \left. + \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 \right] - \\
 & gM W_\mu^+ W_\mu^- H - \frac{1}{2}g \frac{M^2}{c_W} 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{g^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{g^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_\nu^- [H^2 + (\phi^0)^2 + 2\phi^+ \phi^-] - \\
 & \frac{1}{4}g^2 \frac{1}{c_W} Z_\mu^0 Z_\nu^0 [H^2 + (\phi^0)^2 + 2(2s_W^2 - 1)^2 \phi^+ \phi^-] - \frac{1}{2}g^2 \frac{t_W^2}{c_W} Z_\mu^0 \phi^0 (W_\mu^+ \phi^- + \\
 & W_\mu^- \phi^+) - \frac{1}{2}g^2 \frac{t_W^2}{c_W} s_W 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{t_W}{c_W} (2c_W^2 - 1) Z_\mu^0 A_\mu \phi^+ \phi^- - \\
 & g^1 s_W^2 A_\mu A_\mu \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_{sW} 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{1}{3}s_W^2 - \\
 & 1 - \gamma^5) u_j^\lambda) + (\bar{d}_j^\lambda \gamma^\mu (1 - \frac{2}{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 e} d_j^\lambda)] + \frac{ig}{2\sqrt{2}} W_\mu^- [(\bar{e}^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma^5) \nu^\lambda) + (\bar{d}_j^\lambda C_{\lambda e} \gamma^\mu (1 + \\
 & \gamma^5) u_j^\lambda)] + \frac{ig}{2\sqrt{2}} \frac{m_\lambda^2}{M} [-\phi^+ (\bar{e}^\lambda (1 - \gamma^5) e^\lambda) + \phi^- (\bar{e}^\lambda (1 + \gamma^5) \nu^\lambda)] - \\
 & \frac{g}{2} \frac{m_\lambda^2}{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^2 (\bar{u}_j^\lambda C_{\lambda e} (1 - \gamma^5) d_j^\lambda) + \\
 & m_\lambda^2 (\bar{u}_j^\lambda C_{\lambda e} (1 + \gamma^5) d_j^\lambda) + \frac{ig}{2M\sqrt{2}} \phi^- [m_\lambda^2 (\bar{d}_j^\lambda C_{\lambda e}^\dagger (1 + \gamma^5) u_j^\lambda) - m_\lambda^2 (\bar{d}_j^\lambda C_{\lambda e}^\dagger (1 - \\
 & \gamma^5) u_j^\lambda) - \frac{g}{2} \frac{m_\lambda^2}{M} H (\bar{u}_j^\lambda u_j^\lambda) - \frac{g}{2} \frac{m_\lambda^2}{M} H (\bar{d}_j^\lambda d_j^\lambda) + \frac{ig}{2} \frac{m_\lambda^2}{M} \phi^0 (\bar{u}_j^\lambda \gamma^5 u_j^\lambda) - \\
 & \frac{ig}{2} \frac{m_\lambda^2}{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 + ig_{cW} W_\mu^+ (\partial_\mu \bar{X}^0 X^- - \partial_\mu \bar{X}^+ X^0) + ig_{sW} W_\mu^+ (\partial_\mu \bar{Y} X^- - \\
 & \partial_\mu \bar{X}^+ Y) + ig_{cW} W_\mu^- (\partial_\mu \bar{X}^- X^0 - \partial_\mu \bar{X}^0 X^+) + ig_{sW} W_\mu^- (\partial_\mu \bar{X}^- Y - \\
 & \partial_\mu \bar{Y} X^+) + ig_{cW} Z_\mu^0 (\partial_\mu \bar{X}^+ X^- - \partial_\mu \bar{X}^- X^0) + ig_{sW} A_\mu (\partial_\mu \bar{X}^+ X^- + \\
 & \partial_\mu \bar{X}^- X^0) - \frac{1}{2}gM [\bar{X}^+ X^+ H + \bar{X}^- X^- H + \frac{1}{c_W} \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}$$

Но он является просто расшифровкой короткого. Вопрос:

Как это возможно?

Принципы и симметрии СМ

Принципы (помним $СМ \subset КТП$):

- ▶ **соответствия:** кв. мех., КЭД, модели Ферми и т.д.
- ▶ **минимальность:** только наблюдаемые и/или необход.
- ▶ **унитарность:** $0 \leq P \leq 1$ и $P(\Omega) = 1$
- ▶ **перенормируемость:** конечные предсказания
- ▶ **калибровочные взаимодействия** между фермионами и векторными полями
- ▶ **СИММЕТРИИ**

Симметрии:

- ▶ **Лоренца, СРТ**
- ▶ **калибровочные:** $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$
- ▶ $\sim O(4)$: в секторе Хиггса (спонтанно нарушена)
- ▶ скрытые симметрии (между поколениями, для сокращения аномалий, конформная etc.)

Модель Ферми (I)

Для описания β -распада $n \rightarrow p + e^- + \nu_e$ Э. Ферми предложил в 1933 модель:

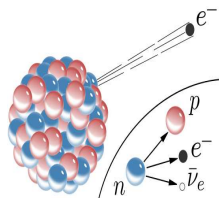
$$\mathcal{L}_{int} = G \underbrace{\bar{\Psi}_n \gamma_\rho \Psi_p}_{J_\rho^{(N)}} \cdot \underbrace{\bar{\Psi}_\nu \gamma_\rho \Psi_e}_{J_\rho^{(e)}} + h.c.$$

В 1957 R. Marshak & G. Sudarshan;
R. Feynman & M. Gell-Mann
её модифицировали:

$$\mathcal{L}_{Fermi} = \frac{G_{Fermi}}{\sqrt{2}} J_\mu J_\mu^\dagger$$
$$J_\mu = \bar{\Psi}_e \gamma_\rho \frac{1 - \gamma_5}{2} \Psi_{\nu_e} + \bar{\Psi}_\mu \gamma_\rho \frac{1 - \gamma_5}{2} \Psi_{\nu_\mu} + (V - A)_{nucleons} + h.c.$$

V-A форма слабых взаимодействий значит **100% нарушение четности!**

N.B. CP симметрия при этом сохраняется



Модель Ферми (II)

Современная модель Ферми включает три поколения:

$$\mathcal{L}_{\text{Fermi}} = \frac{G_{\text{Fermi}}}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L \bar{\mu}_L \bar{\tau}_L) \gamma_\rho \begin{pmatrix} \nu_{e,L} \\ \nu_{\mu,L} \\ \nu_{\tau,L} \end{pmatrix} \cdot (\bar{u}'_L \bar{c}'_L \bar{t}'_L) V_u^\dagger \gamma_\rho V_d \begin{pmatrix} d'_L \\ s'_L \\ b'_L \end{pmatrix} + \dots$$

$\{q'\}$ — **адронные** собственные состояния,

$\{q\}$ — **слабые** собственные состояния.

Матрицы $V_{d,u}$ задают смену базисов:

$$\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = V_d \times \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}, \quad V_u^\dagger V_d \equiv V_{\text{СКМ}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

N.B.1. В СМ матрицы смешивания **унитарны**: $V_i^\dagger V_i = \mathbf{1}$

N.B.2. $V_{\text{СКМ}}$ имеет 4 независимых параметра: 3 угла и 1 фазу

Модель Ферми (III)

Модель Ферми описывает β -распады и распад мюона $\mu \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ с высокой точностью

НО!

1. Она **неперенормируема**
2. и **нарушает унитарность**, для энергий > 1000 ГэВ модель абсолютно неприменима
3. Значит, **до** масштаба 1000 ГэВ проявится **другая физика**

Электрослабые калибровочные взаимодействия

Минимальный способ введения электромагнитных и слабых взаимодействий калибровочным образом — использовать группу

$$SU(2) \otimes U(1)$$

$U(1)$ такая же как в КЭД

⇒ гиперзаряд Y . $U(1)$ дает калибровочные взаимодействия фермионов с безмассовым векторным B_μ

$SU(2)$ такая же как для преобразований спинов фермионов ⇒ слабый изоспин I .

Три векторных безмассовых бозона: W_μ^a , $a = 1, 2, 3$.

N.B.1. Введение третьего векторного бозона было неизбежно, хотя для описания бета-распадов он не был нужен.

N.B.2. Получилась перенормируемая унитарная модель, но не пригодная для описания реальности. . .

Механизм Браута-Энглера-Хиггса (I)

So, we need to generate masses for gauge bosons **without explicit breaking** of the gauge symmetry

Let's consider the simple abelian $U(1)$ symmetry for interaction of a charged scalar field φ with a vector field A_μ :

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \varphi^* \partial_\mu \varphi - V(\varphi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 + ie(\varphi^* \partial_\mu \varphi - \partial_\mu \varphi^* \varphi) A_\mu + e^2 A_\mu A_\mu \varphi^* \varphi$$

If $V(\varphi) \equiv V(\varphi^* \cdot \varphi)$, \mathcal{L} is invariant with respect to local transformations

$$\varphi \rightarrow e^{ie\omega(x)} \varphi, \quad \varphi^* \rightarrow e^{-ie\omega(x)} \varphi^*, \quad A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu \omega(x)$$

In **polar coordinates** $\varphi \equiv \sigma(x) e^{i\theta(x)}$, $\varphi^* \equiv \sigma(x) e^{-i\theta(x)} \Rightarrow$

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \sigma \partial_\mu \sigma + e^2 \sigma^2 \underbrace{\left(A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \theta \right)}_{\equiv B_\mu} \underbrace{\left(A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \theta \right)}_{\equiv B_\mu} - V(\varphi^* \varphi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2$$

N.B.1. It was just a **change of variables**, note that $F_{\mu\nu}(A) = F_{\mu\nu}(B)$

N.B.2. $\theta(x)$ is **completely** swallowed by B_μ

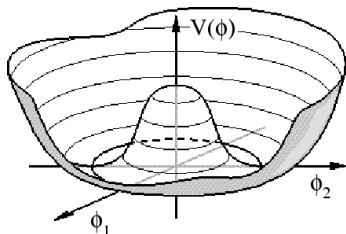
QUESTION: But which set of variables is the true one?

Механизм Браута-Энглера-Хиггса (II)

Brout & Englert, and Higgs (following Ginzburg & Landau) suggested to take the scalar potential in the form

$$V(\varphi^* \varphi) = \lambda(\varphi^* \varphi)^2 + m^2 \varphi^* \varphi$$

For $\lambda > 0$ and $m^2 < 0$ we get the shape of a “Mexican hat”



Picture courtesy: E.P.S. Shellard, DAMTP, Cambridge. From <http://www.geocities.com/CapeCanaveral/2123/breaking.htm>.

N.B. $V(\varphi^* \varphi) = V(\sigma^2)$, while $\theta(\mathbf{x})$ corresponds to the rotational symmetry of the potential.

$\frac{dV(\sigma)}{d\sigma} = 0 \Rightarrow$ there are two critical points: $\sigma = 0$ (local maximum)
and $\sigma_0 = \sqrt{-\frac{m^2}{2\lambda}}$ is the global minimum

Механизм Браута-Энглера-Хиггса (III)

We **have to** shift to the minimum: $\sigma(x) \rightarrow h(x) + \sigma_0 \Rightarrow$

$$\mathcal{L} = \partial_\mu h \partial_\mu h + e^2 h^2 B_\mu B_\mu + 2e^2 \sigma_0 h B_\mu B_\mu + e^2 \sigma_0^2 B_\mu B_\mu - V(h) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2$$

We see that field B_μ got the mass:

$$m_B^2 = 2e^2 \sigma_0^2 = -\frac{e^2 m^2}{\lambda} > 0$$

So, we generated a mass term for the vector field without putting it into the Lagrangian **by hand**. That is the core of the Brout-Englert-Higgs mechanism.

N.B. $\sigma_0 \equiv v$ is the **vacuum expectation value** of $\sigma(x)$,

$$v \equiv \langle 0 | \sigma | 0 \rangle, \quad v = \frac{1}{V_0} \int_{V_0} d^3x \sigma(x)$$

Механизм Браута-Энглера-Хиггса (IV)

Look now at the potential (keep in mind $m^2 = -2\lambda v^2$)

$$\begin{aligned} V(h) &= \lambda(h+v)^4 + m^2(h+v)^2 \\ &= \lambda h^4 + 4\lambda v h^3 + h^2 \underbrace{(6\lambda v^2 + m^2)}_{2m_h^2 = 4\lambda v^2} + h \underbrace{(4\lambda v^3 + 2m^2 v)}_{=0} + \lambda v^4 + m^2 v^2 \end{aligned}$$

So the scalar field h has a normal ($m_h^2 > 0$) mass term.

N.B.1. The number of degrees of freedom is conserved: $2+2 = 1+3$

N.B.2. The field $\theta(x)$ is a **Goldstone boson**, $m_\theta = 0$

N.B.3. **Tachyons** φ are not observable

N.B.4. The constant term $\lambda v^4 + m^2 v^2$ doesn't affect equations of motion :), but contributes to the Universe energy density :(

Замечания о механизме Браута-Энглера-Хиггса

Симметрия относительно глобальных вращений по группе $U(1) \sim O(2)$ в потенциале Хиггса нарушена **спонтанно** выбором оси нулевого угла

Замена $B_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu\theta(x)/e$ — частный случай **калибровочного преобразования**

Калибровочная симметрия нарушена **фиктивно**: она продолжает работать по нетривиальным (нелинейным) образом, см. [Л. Фаддеев et al. '2008].

N.V. Спонтанное нарушение калибровочной симметрии — только устоявшийся термин, хотя никакая калибровочная (локальная) симметрия вообще не может быть нарушена спонтанно, см. **теорему** by S. Elitzur [PRD '1975]

BET mechanism in the SM (I)

To generate masses for 3 vector bosons we need **at least 3** goldstones. The **minimal** possibility is to introduce one complex scalar doublet field:

$$\Phi \equiv \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix}, \quad \Phi^\dagger = (\Phi_1^* \quad \Phi_2^*)$$

Then the following Lagrangian is $SU(2) \otimes U(1)$ invariant

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - m^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B_{\mu\nu} \\ B_{\mu\nu} &\equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad W_{\mu\nu}^a \equiv \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g \varepsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c \\ D_\mu \Phi &\equiv \partial_\mu \Phi + ig W_\mu^a \frac{\tau^a}{2} \Phi + \frac{i}{2} g' B_\mu \Phi \end{aligned}$$

Again for $m^2 < 0$ there is a non-trivial minimum of the Higgs potential and a non-zero vev of a component: $\langle 0 | \Phi_2 | 0 \rangle = \eta / \sqrt{2}$

In accord with the **Goldstone theorem**, three massless bosons appear. The global $O(4)$ symmetry of the Higgs sector is reduced to the **custodial** $O(3)$ symmetry

EW bosons (I)

The gauge bosons of the $SU(2) \otimes U(1)$ group can be represented as

$$W_{\mu}^{+} = \frac{W_{\mu}^1 + iW_{\mu}^2}{\sqrt{2}}, \quad W_{\mu}^{-} = \frac{W_{\mu}^1 - iW_{\mu}^2}{\sqrt{2}}, \quad W_{\mu}^0 = W_{\mu}^3, \quad B_{\mu}$$

W_{μ}^0 and B_{μ} are both neutral and have the same quantum numbers \Rightarrow they can mix. In a quantum world, “can” means “do”

$$\begin{aligned} W_{\mu}^0 &= \cos \theta_w Z_{\mu} + \sin \theta_w A_{\mu} \\ B_{\mu} &= -\sin \theta_w Z_{\mu} + \cos \theta_w A_{\mu} \end{aligned}$$

where θ_w is the **weak mixing angle**, introduced first by Glashow, θ_w is called also the **Weinberg angle**

Remind that we have to choose variables which correspond to observables

N.B. Sheldon Glashow, Abdus Salam, and Steven Weinberg got the Nobel Prize in 1979, **before** the discovery of Z and W bosons in 1983

$SU(2)_L$ group

We have chosen the $SU(2) \otimes U(1)$ symmetry group. To account for parity violation in weak decays, we assume different behavior of left and right fermions under $SU(2)_L$ transformations:

$$\text{left doublets} \quad \left(\begin{array}{c} \nu_e \\ e \end{array} \right)_L, \quad \left(\begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right)_L \quad + 2 \text{ generations}$$

$$\text{right singlets} \quad e_R, u_R, d_R, (\nu_{e,R}) \quad + 2 \text{ generations}$$

The fermion lagrangian is constructed with the help of covariant derivatives:

$$\mathcal{L}(\Psi) = \sum_{\Psi_i} \left[\frac{i}{2} \left(\bar{\Psi}_L \gamma_\alpha D_\alpha \Psi_L - D_\alpha \bar{\Psi}_L \gamma_\alpha \Psi_L \right) + \frac{i}{2} \left(\bar{\Psi}_R \gamma_\alpha D_\alpha \Psi_R - D_\alpha \bar{\Psi}_R \gamma_\alpha \Psi_R \right) \right]$$

$$D_\alpha \Psi_L \equiv \partial_\alpha \Psi_L + \frac{ig_T^b}{2} W_\alpha^b \Psi_L - ig_1 B_\alpha \Psi_L$$

$$D_\alpha \Psi_R \equiv \partial_\alpha \Psi_L - ig_2 B_\alpha \Psi_L$$

N.B. All interactions of SM fermions with vector bosons are here. But $g_{1,2}$ have to be fixed yet.

Generation of fermion masses (I)

We observe massive fermions, but the $SU(2)_L$ gauge symmetry **forbids** fermion mass terms, since

$$m\bar{\Psi}\Psi = m\left(\bar{\Psi}\frac{1+\gamma_5}{2} + \bar{\Psi}\frac{1-\gamma_5}{2}\right)\left(\frac{1+\gamma_5}{2}\Psi + \frac{1-\gamma_5}{2}\Psi\right) = m(\bar{\Psi}_L\Psi_R + \bar{\Psi}_R\Psi_L)$$

while Ψ_L and Ψ_R are transformed in different ways under $SU(2)_L$

The SM solution is to introduce Yukawa interactions:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_Y = & -y_d(\bar{u}_L\bar{d}_L)\begin{pmatrix}\phi^+ \\ \phi^0\end{pmatrix}d_R - y_u(\bar{u}_L\bar{d}_L)\begin{pmatrix}\phi^{0*} \\ -\phi^-\end{pmatrix}u_R \\ & -y_l(\bar{\nu}_L\bar{l}_L)\begin{pmatrix}\phi^+ \\ \phi^0\end{pmatrix}l_R - y_\nu(\bar{\nu}_L\bar{l}_L)\begin{pmatrix}\phi^{0*} \\ -\phi^-\end{pmatrix}\nu_R + \text{h.c.}\end{aligned}$$

N.B.1. \mathcal{L}_Y is $SU(2)_L$ invariant

N.B.2. Neutrino masses **can** be generated in the same way as the up-quark ones

QUESTION: Why do we need “h.c.” in \mathcal{L}_Y ?

Generation of fermion masses (II)

Spontaneous breaking of the global $O(4)$ symmetry in the Higgs sector provides in \mathcal{L} mass terms for fermions and Yukawa interactions of fermions with the Higgs boson:

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{v+H}{\sqrt{2}} [y_d \bar{d}d + y_u \bar{u}u + y_l \bar{l}l + y_\nu \bar{\nu}\nu]$$
$$m_f = \frac{y_f}{\sqrt{2}} v$$

N.B.1. $y_t \approx 0.99 \gg y_e \approx 3 \cdot 10^{-6} \gg y_\nu(?)$

N.B.2. Coupling of the Higgs boson to a fermion is proportional to m_f

Yukawa matrixes

Quarks can mix and Yukawa interactions are not necessarily diagonal **neither** in the basis of weak interaction eigenstates, **nor** in the basis of the strong ones.

In the eigenstate basis of a **given interaction** for the case of three generations, the Yukawa coupling constants are $\mathbf{3} \times \mathbf{3}$ matrixes:

$$\mathcal{L}_Y = - \sum_{j,k=1}^3 \left\{ (\bar{u}_{jL} \bar{d}_{jL}) \left[\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} y_{jk}^{(d)} d_{kR} + \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix} y_{jk}^{(u)} u_{kR} \right] \right. \\ \left. + (\bar{\nu}_{jL} \bar{l}_{jL}) \left[\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} y_{jk}^{(l)} l_{kR} + \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix} y_{jk}^{(\nu)} \nu_{kR} \right] \right\} + h.c.$$

where indexes j and k mark the generation number

N.B.1. Charged lepton mixing is formally allowed, but not (yet) observed

N.B.2. **PMNS** mixing matrix for neutrinos can be embedded in the SM

Лагранжиан СМ (на футболке)

Посмотрим снова на лагранжиан Стандартной модели

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ & + i\bar{\psi} \not{D} \psi + \text{h.c.} \\ & + \chi_i Y_{ij} \chi_j \phi + \text{h.c.} \\ & + |D_\mu \phi|^2 - V(\phi)\end{aligned}$$

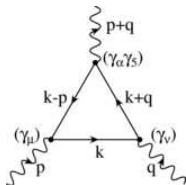
Axial anomaly (I)

There are vector and **axial-vector** currents in the SM,

$$J_\mu^A = \bar{\Psi} \gamma_\mu \gamma_5 \Psi$$

Unbroken symmetry (via the Noether theorem) leads to conservation of currents: $\partial_\mu J_\mu = 0$.

For massive fermions $\partial_\mu J_\mu^A = 2im\bar{\Psi} \gamma_5 \Psi$



But **loop corrections** give

$$\partial_\mu J_\mu^A = 2im\bar{\Psi} \gamma_5 \Psi + \frac{\alpha}{2\pi} F_{\mu\nu} \tilde{F}_{\mu\nu}, \quad \tilde{F}_{\mu\nu} \equiv \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} F_{\alpha\beta}$$

That is known as **axial** or **chiral** or **triangular** anomaly

So at the quantum level the classical symmetry is lost

QUESTION: Is it a problem?

Axial anomaly (II)

But in the SM the axial anomalies **apparently** cancel out:

1) $(W W W)$ and $(W W B)$ — automatically since **left** leptons and quarks are **doublets**

2) $(B W W)$ — since $Q_e + 2Q_u + Q_d = 0$

3) $(B B B)$ — since $Q_e = -1$, $Q_\nu = 0$, $Q_u = \frac{2}{3}$, $Q_d = -\frac{1}{3}$

4) $(B g g)$ — automatically ($g =$ gluon)

5) $(B g r g r)$ — the same as “3)” ($g r =$ graviton)

Here B and W are the **primary** $U(1)$ and $SU(2)_L$ gauge bosons

N.B.0. Anomalies cancel out in the **complete SM**:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$$

N.B.1. Anomalies cancel out in each generation **separately**

N.B.2. Point “2)” means that the hydrogen atom is neutral

QUESTION: Where is γ_5 in $(B B B)$?

Параметры СМ

Посчитаем:

- ▶ + 3 калибровочных константы (g_1, g_2, g_s)
- ▶ + 2 параметра в потенциале Хиггса
- ▶ + 9 юкавских констант для заряженных фермионов
- ▶ + 4 параметра в матрице смешивания кварков

Т.о. **канонической СМ 18** свободных параметров

+ 1 параметр сильного СР-нарушения θ_{QCD} , но он **не** в канонической СМ

+ 4 (или 6?) параметров в матрице смешиваний нейтрино

+ 3 юкавских константы для нейтрино

Н.В. Есть **только один** первичный размерный параметр в СМ.

Взаимодействия в СМ

Как их подсчитать?

- число **различных вершин** в правилах Фейнмана?
- число частиц **переносящих** взаимодействия?
- число **констант связи**?

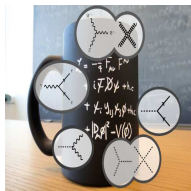
Ключ — надо учесть симметрии...

Посчитаем взаимодействия в СМ:

- ▶ + 3 калибровочных: $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$
- ▶ + самодействие в потенциале Хиггса
- ▶ + юкавскиЕ взаимодействияЯ заряженных фермионов

Т.о., СМ содержит **5 типов** взаимодействий

Н.В. Мы не можем сказать, что одни из этих взаимодействий более фундаментальные, чем другие



Входные параметры СМ

18=	1	1	1	1	1	9	4	(1)
первичные:	g'	g	g_s	m_Φ	λ	y_f	y_{jk}	θ_{CP}
используем:	α	M_W	α_s	G_{Fermi}	M_H	m_f	V_{CKM}	0

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi} \longrightarrow \alpha_s(M_Z), \quad \alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}})}$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2} G_{\text{Fermi}}}}, \quad \frac{G_{\text{Fermi}}}{\sqrt{2}} = \frac{\pi\alpha}{2 \sin^2 \theta_w M_W^2}$$

$$M_W = \frac{1}{2} g v, \quad M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_w}, \quad M_H = \sqrt{2\lambda} v, \quad m_f = \frac{y_f}{\sqrt{2}} v$$

N.B. Соотношения просты только в низшем приближении, квантовые эффекты (**радиационные поправки**) делают их сложными.

Входные параметры: экспериментальные значения

[Particle Data Group]

- The **fine structure constant**:

$$\alpha^{-1}(0) = 137.035999084(21) \text{ from } (g - 2)_e \text{ etc.}$$

- The SM predicts $M_W = M_Z \cos \theta_w \Rightarrow M_W < M_Z$

$$M_Z = 91.1876(21) \text{ GeV from LEP1/SLC}$$

$$M_W = 80.377(12) \text{ GeV from LEP2/Tevatron/LHC}$$

- The Fermi coupling constant:

$$G_{\text{Fermi}} = 1.1663787(6) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \text{ from muon decay}$$

- The top quark mass:

$$m_t = 172.69(30) \text{ GeV from Tevatron/LHC}$$

- The Higgs boson mass:

$$M_H = 125.25(17) \text{ GeV from ATLAS \& CMS}$$

— ...

QUESTION: What is the least known parameter of the (canonical) SM now?

Аномальный магнитный момент электрона

Уравнение Дирака дает **гиромангнитное отношение** $g_f = 2$ для магнитных моментов фермионов

$$\vec{M} = g_f \frac{e}{2m_f} \vec{S}$$

Однопетлевая КЭД поправка (J. Schwinger '1948) дает **аномальный магнитный момент**

$$a_f \equiv \frac{g_f - 2}{2} \approx \frac{\alpha}{2\pi} = 0.001\ 161 \dots$$

Эксперимент (Harvard):

$$a_e^{\text{exp}} = 1\ 159\ 652\ 180.73 (28) \cdot 10^{-12} [0.24\text{ppb}]$$

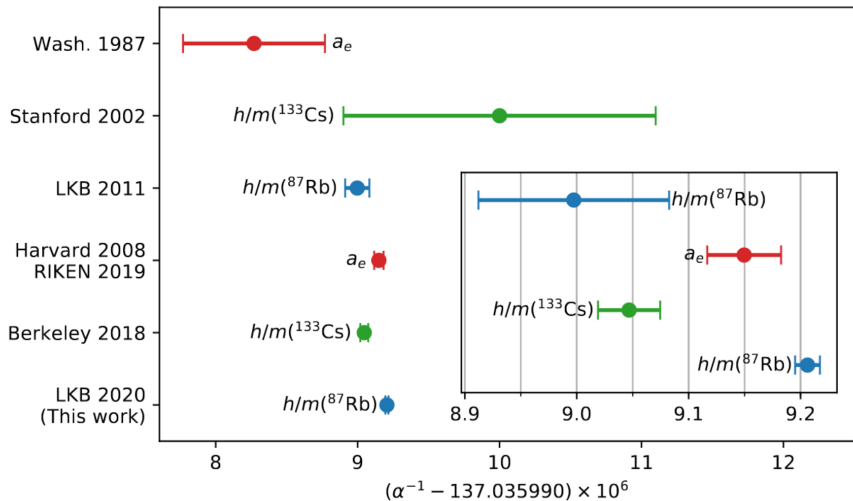
СМ (T. Kinoshita et al.):

$$a_e^{\text{SM}} = 1\ 159\ 652\ 181.606(11)_{10\text{th}}(12)_{EW+had.}(229)_{\delta\alpha} \cdot 10^{-12}$$

N.B.1. $a_f \neq 0$ — чисто **квантовый (КТП)** эффект

N.B.2. $a_e^{\text{exp}} \Rightarrow \alpha^{-1}(0) = 137.0359991496(13)(14)(330)$

$\alpha_{QED}(0)$: последние достижения



Аномальный магнитный момент мюона (прошлое)

E821 experiment at BNL (2006):

$$a_{\mu}^{\text{exp}} = 116\,592\,091 (54)(33) \cdot 10^{-11} \quad [0.5\text{ppm}]$$

$$a_{\mu}^{\text{SM}} = 116\,591\,830 (1)(40)(26) \cdot 10^{-11} \quad [0.5\text{ppm}]$$

$$\Delta a_{\mu} \equiv a_{\mu}^{\text{exp}} - a_{\mu}^{\text{SM}} = 261 (63)(48) \cdot 10^{-11} \quad [\sim 3.3\sigma]$$

Theory (the SM): $a_{\mu} = a_{\mu}(\text{QED}) + a_{\mu}(\text{hadronic}) + a_{\mu}(\text{weak})$

$$a_{\mu}(\text{QED}) = 116\,584\,718.92(0.03) \cdot 10^{-11} \quad [5 \text{ loops}]$$

$$a_{\mu}(\text{hadronic}) = a_{\mu}(\text{had. vac.pol.}) + a_{\mu}(\text{had. l.b.l})$$

$$= 6939 (39)(7) \cdot 10^{-11} + 19 (26) \cdot 10^{-11}$$

$$a_{\mu}(\text{weak}) = 153.6(1.0) \cdot 10^{-11} \quad [2 \text{ loops}]$$

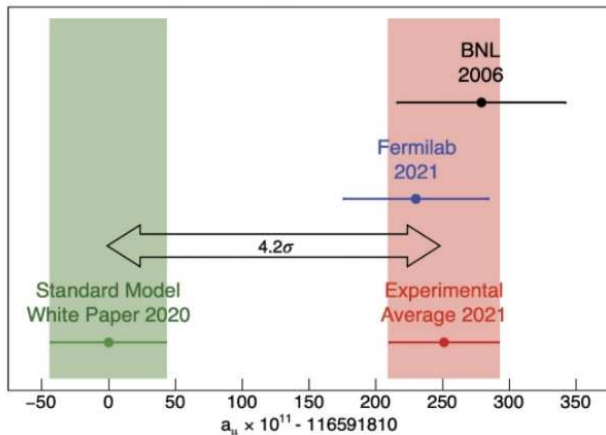
N.B.1. $\Delta a_{\mu} \sim 2 \times a_{\mu}(\text{weak})$, how can it come from **new physics**?

N.B.2. Here “weak” = EW - “pure QED”

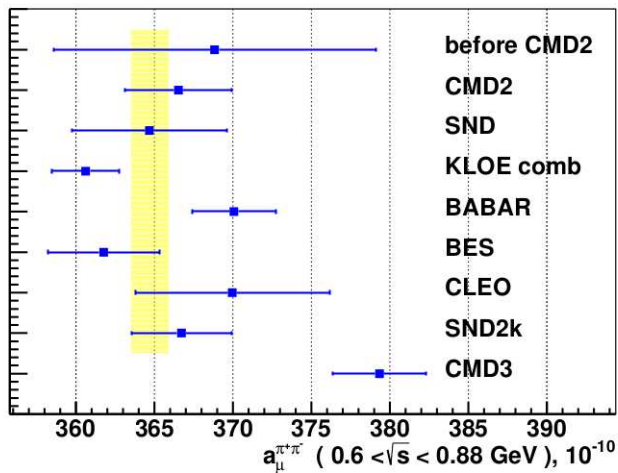
N.B.3. Results of **new** $(g - 2)_{\mu}$ experiment at Fermilab are coming!

New experiment vs. SM

$$\Delta a_\mu = a_\mu^{\text{EXP}} - a_\mu^{\text{SM}} = 251 (59) \times 10^{-11}$$

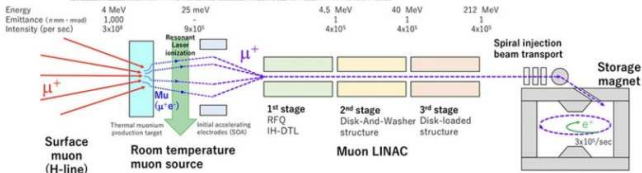
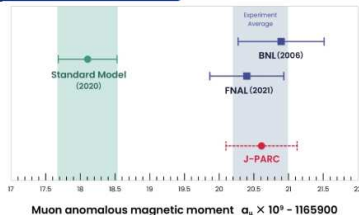


Аномальный магнитный момент мюона (2023)

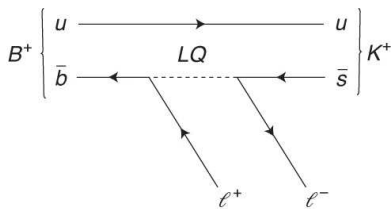
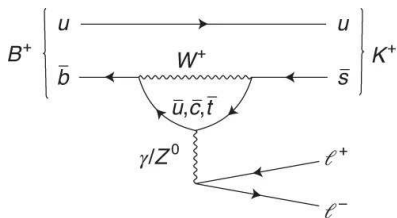


J-Park g-2/EDM experiment

Скоро?



R_K и R_D аномалии в распадах B -мезонов



$$R_{D^{(*)}} = \frac{\text{Br}(B \rightarrow D^{(*)} \tau \nu)}{\text{Br}(B \rightarrow D^{(*)} l \nu)},$$

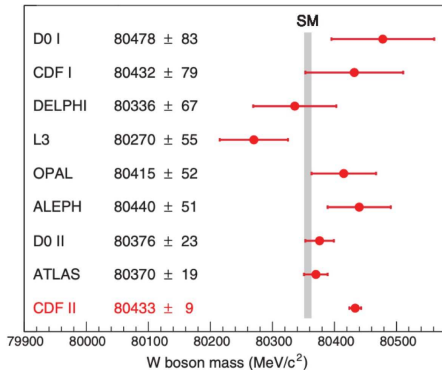
$$R_{K^{(*)}} = \frac{\text{Br}(B \rightarrow K^{(*)} \mu^+ \mu^-)}{\text{Br}(B \rightarrow K^{(*)} e^+ e^-)}$$

$$|R_{D^{(*)}}^{\text{exp}} - R_{D^{(*)}}^{\text{SM}}| \sim 3 \cdot \sigma,$$

$$|R_K^{\text{exp}} - R_K^{\text{SM}}| \sim 3.1 \cdot \sigma$$

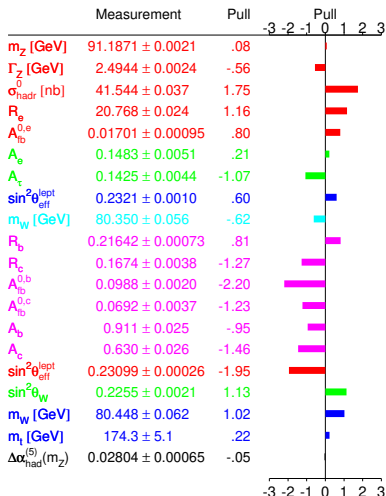
Н.В. Вспомним правило 5-сигма

Загадка массы W -бозона?



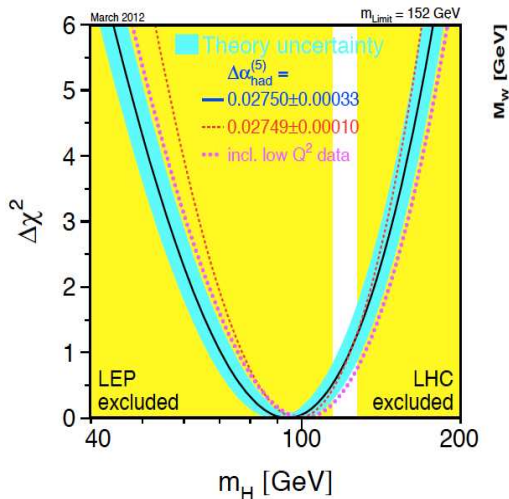
Экспериментальная проверка СМ на LEP

Stanford 1999



Pulls for **pseudo-observables**. The pull is defined as the difference between the measurement and the SM prediction calculated for the central values of the fitted SM IPS [$\alpha(M_Z^2) = 1/128.878$, $\alpha_S(M_Z^2) = 0.1194$, $M_Z = 91.1865$ GeV, $m_t = 171.1$ GeV] divided by the experimental error.

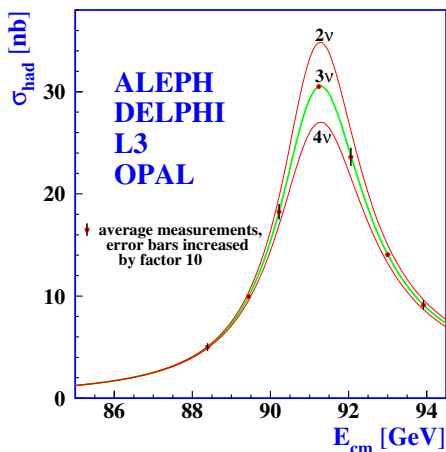
Blue-band plot (2012)



The indirect fit of the Higgs boson mass from LEP data. The yellow regions are excluded by direct searches at LEP and LHC (2012).

http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2013/advanced-physicsprize2013.pdf

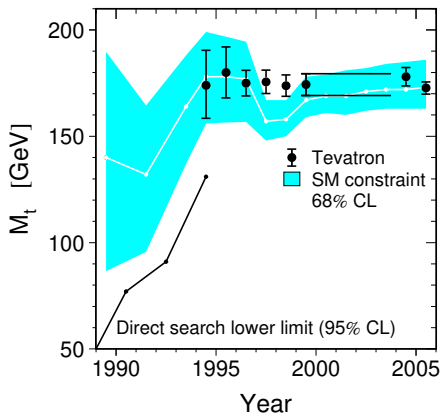
Measurement of the neutrino number at LEP



Measured hadronic cross section around the Z resonance vs. the SM prediction for different numbers of massless neutrino species.

QUESTION: How can one extract the $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$ cross section value?

История массы топ-кварка (до 2006)

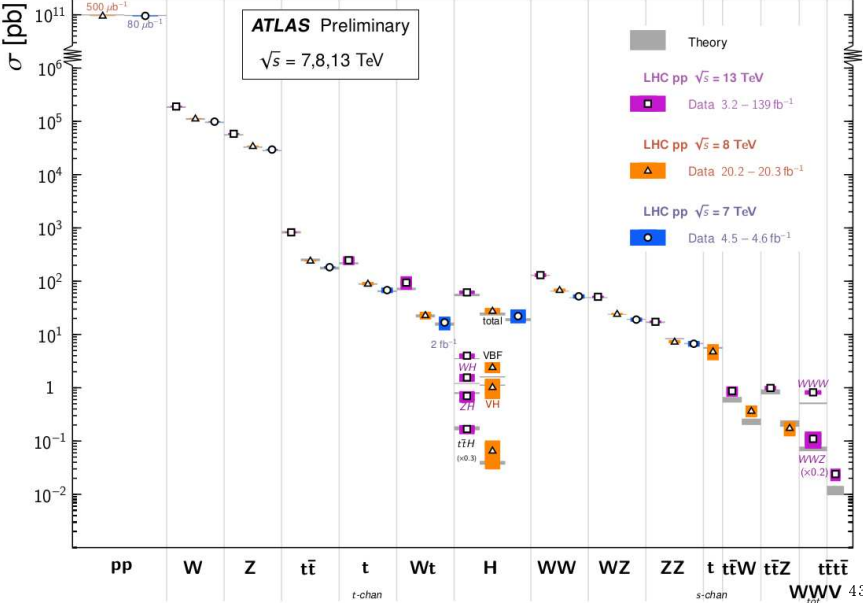


Прямые и не прямые измерения m_t

Сечения процессов СМ на БАК (ATLAS public results) I

Standard Model Total Production Cross Section Measurements

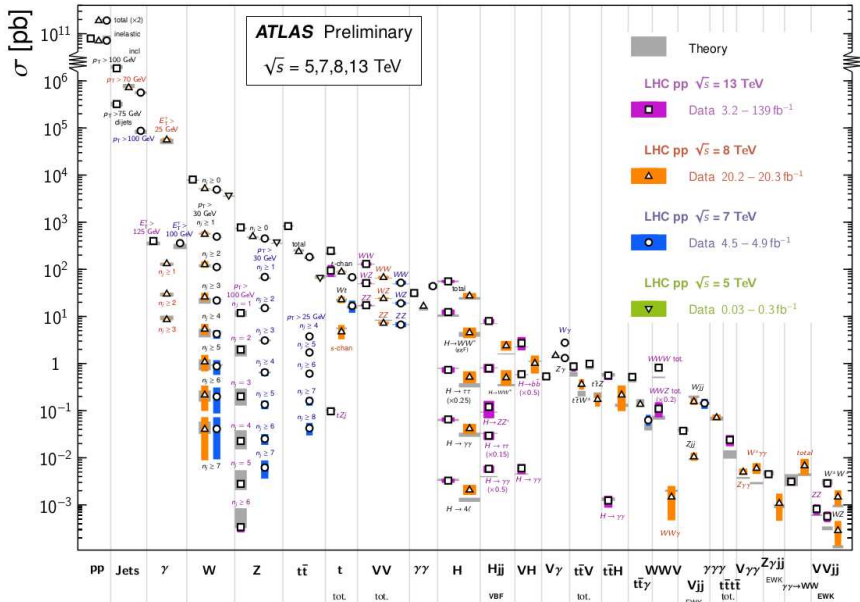
Status: February 2022



Сечения процессов СМ на БАК (ATLAS public results) II

Standard Model Production Cross Section Measurements

Status: February 2022



Standard Model at the ElectroWeak and Planck Scales

State-of-art analysis requires:

Measured value of the Higgs boson mass indicates that the SM can be extrapolated to a very high (e.g. Planck) scale.

1. Three-loop evolution equations of all SM parameters

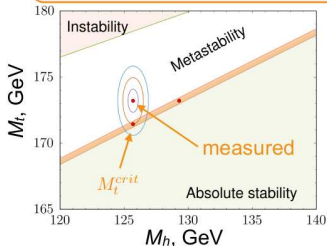
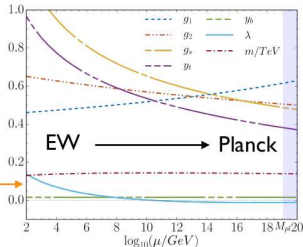
Bednyakov, Pikelner, Velizhanin,

- JHEP 1301 (2013), Phys.Lett. B722 (2013), Nucl.Phys. B875 (2013),
- Nucl.Phys. B879 (2014), Phys.Lett. B737 (2014) (with flavor mixing)

and boundary values from

2. Relations between observables and the parameters:

- Bednyakov, Phys.Lett. B741 (2015)
- Kniehl, Pikelner, Veretin, Nucl.Phys. B896 (2015)



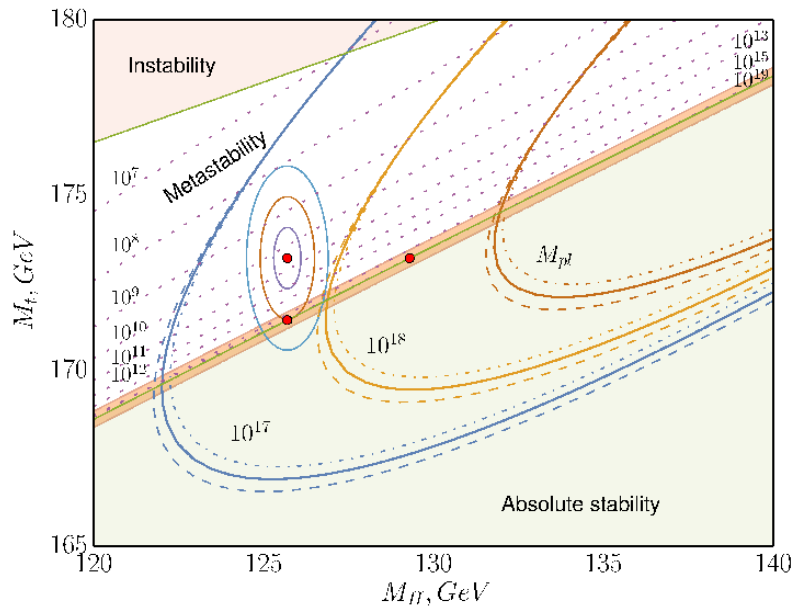
- Higgs self-coupling $\lambda(\mu) > 0$ tests the SM vacuum stability.
- Crucial dependence on physical masses of **Top-quark** and **Higgs boson** - M_t and M_H

For a fixed value of $M_h=125.7$ GeV
absolute SM stability leads to a bound on the measured

$$M_t < M_t^{crit} = 171.44_{-0.36}^{+0.17} \text{ GeV}$$

theoretical uncertainty - decreased by 10-20 % due to 3 loops

Связь между электрослабым и планковским масштабами?



Проблема натуральности

Наиболее серьезная (на деле единственная) **теоретическая проблема** в СМ — это проблема **натуральности = точной подгонки = иерархии**

Все массы в СМ **кроме одной** генерируются взаимодействиями с полем Хиггса и спонтанным нарушением симметрии в его секторе. Но масса самого поля Хиггса вставлена в СМ **руками** (Питера Хиггса et al.). Эта масса нарушает масштабную инвариантность (конформную симметрию) явным образом и не защищена никакой симметрией от больших квантовых поправок:

$$M_H^2 = (M_H^0)^2 + \frac{3\Lambda^2}{8\pi^2 v^2} \left[M_H^2 + 2M_W^2 + M_Z^2 - 4m_t^2 \right]$$

Неестественно (**ненатурально**) иметь $M_H \ll M_H^0$.

Лучшим вариантом было бы иметь $\Lambda \sim M_H$, т.е. всё бы определялось электрослабой шкалой энергий ~ 100 ГэВ. Но это не наш случай. . .

Проблема энергии вакуума

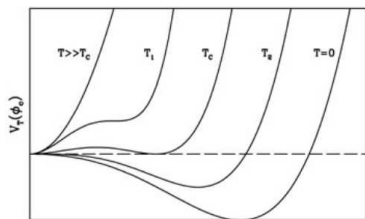
Для “**локальных**” задач, е.г., в физике частиц, мы всегда можем сами выбирать начало отсчета уровней энергии. Но для “**глобальных**” случаев, е.г., для космологии, нам надо учитывать плотность **энергии вакуума**.

Наблюдаемая плотность энергии Вселенной с хорошей точностью равна критической

$$\rho_{cr} = \frac{3H^2}{8\pi G} \approx 1.8878 \times 10^{-26} h^2 \frac{kg}{m^3}$$

Формально механизм Браута-Энглера-Хиггса дает

$$\rho_{vac}^{Higgs} \sim -(100 \text{ GeV})^4 \sim -10^{54} \rho_{cr}$$



Аналогичная проблема в КХД: $\rho_{vac}^{\phi_{QCD}} \sim 10^{-2} \text{ GeV}^2 \sim 10^{45} \rho_{cr}$

Загадки в эмпирических соотношениях

На электрослабой шкале эмпирическое соотношение между вакуумным средним поля Хиггса и массами всех частиц СМ

$$v = \sqrt{M_H^2 + M_W^2 + M_Z^2 + m_t^2 + m_b^2 + \dots}$$

выполняется с точностью до 2-х стандартных отклонений

$$246.22 \approx 245.6 \pm 0.3 \text{ GeV}$$

Очевидно, есть какая-то связь между массам топ-кварка и бозона Хиггса (или электрослабой шкалой):

$$2 \frac{m_h^2}{m_t^2} = 1.05 \approx 1 \approx 2 \frac{m_t^2}{v^2} \equiv y_t^2 = 0.99$$

Достоинства СМ

- ▶ Перенормируемость и унитарность \Rightarrow конечные предсказания
- ▶ Предсказания согласуются с данными опытов
- ▶ Симметрии широко использованы
- ▶ Минимальность
- ▶ Все частицы СМ открыты
- ▶ Структура взаимодействий зафиксирована (но не всюду проверена)
- ▶ Не так много свободных параметров, все зафиксированы
- ▶ Есть источник СР-нарушения
- ▶ На древесном уровне нет токов с изменением аромата
- ▶ Легко описать массы и смешивание нейтрино
- ▶ ...

II: не понятые свойства

- ▶ происхождение имеющихся симметрий
- ▶ происхождение масштабов энергии
- ▶ происхождений трёх поколений фермионов
- ▶ источник масс нейтрино
- ▶ отсутствие CP-нарушения в сильных взаимодействиях
- ▶ проблема натуральности
- ▶ ...

II: феноменология

- ▶ барионная асимметрия
- ▶ темная энергия
- ▶ темная материя
- ▶ загадки $R_{K(D)}$, $(g - 2)_\mu$, M_W немного чего еще...
- ▶ ...

Что нам делать?

Теория \otimes эксперимент

- ▶ Поиск объяснения свойств СМ
- ▶ Поиск границ применимости СМ
- ▶ Прецизионная проверка СМ на всех масштабах
- ▶ Строить новые экспериментальные установки
- ▶ Связь с космологией, астрофизикой и т.д.
- ▶ ...

Подсказки

- ▶ СМ является эффективной моделью
- ▶ Ее исследование важнее поиска новой физики
- ▶ Нам нужны новые коллайдеры! (FCCee, CEPC, Super Charm-Tau factory etc.)
- ▶ ...

Заключительные замечания

КТП — **физический язык** (\neq матем. язык)

СМ построена на некоторых фундаментальных (?) принципах, но с существенным вкладом **феноменологии**

Наиболее важная задача — определить границы её применимости

Любой вид **новой физики** обязан соблюдать принцип соответствия СМ

СМ содержит **механизмы** генерации масс векторных бозонов и фермионов, но не знает **источников** происхождения имеющихся в ней масштабов энергии

СМ не “конец физики”, **вам** (нам) есть еще много чего исследовать.

Спасибо за внимание!

И

Удачи!