



# 希格斯物理

---

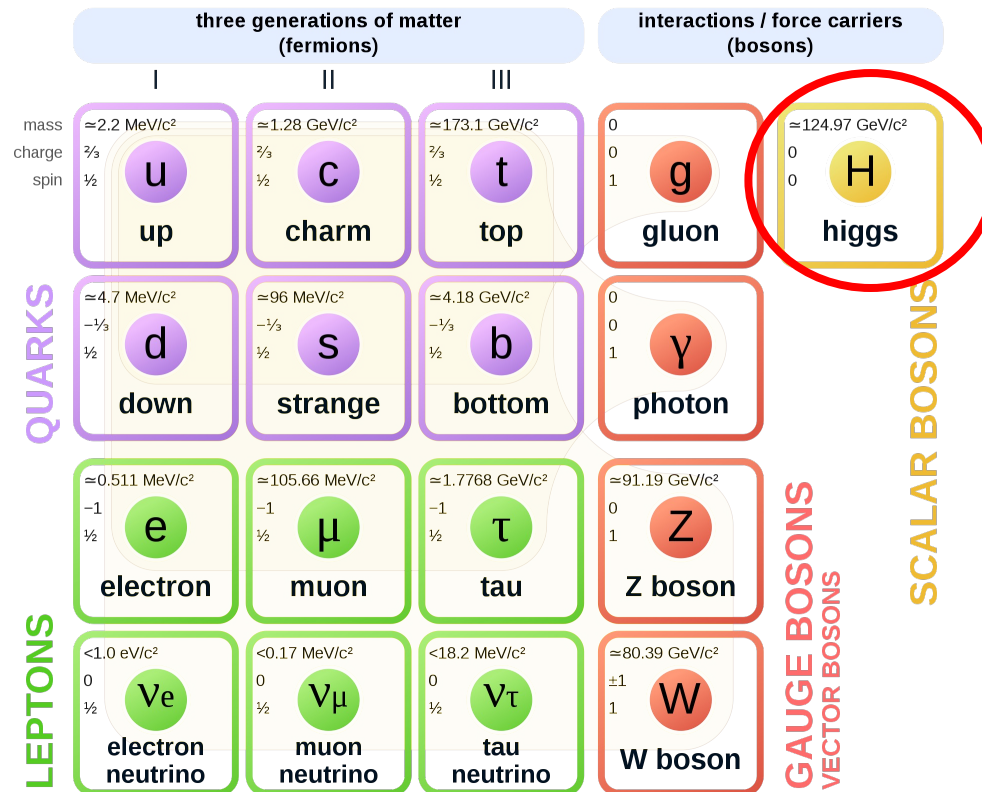
韩成成

中山大学

[hanchch@mail.sysu.edu.cn](mailto:hanchch@mail.sysu.edu.cn)

# 标准模型

## Standard Model of Elementary Particles



给W/Z质量  
给费米子质量

# 希格斯寻找历史

1989年- 2009年 [编辑]

- 到公元2000年为止，根据大型电子正子对撞机（LEP）所收集到的数据，标准模型希子的质量下限被设定为114.4 GeV，置信水平95%。又在115 GeV附近，侦测到一些超额事件。这些事件可以被诠释为质量约为115 GeV（稍微大于下限截止值质量）的希子事件，可惜由于事件数量不够，无法做定论。<sup>[2]</sup>

2010年 [编辑]

- 2010年7月，经过分析从兆电子伏特加速器（Tevatron）的CDF侦测器与DØ侦测器得到的数据，排除希子的质量在158–175 GeV以内，置信水平95%。<sup>[3][4]</sup>

2011年 [编辑]

- 4月24日，新闻媒体谣传有新发现。<sup>[5]</sup>5月8日，这些谣言被正式否定。<sup>[6]</sup>虽然这些谣言并不是空口说瞎话，而是根据非正式、未通过正式检审的结果，但是为了要严谨地遵守实验法则，不能信以为真。<sup>[7]</sup>
- 7月24日，分析超环面仪器（ATLAS）的实验数据，排除标准模型希子的质量在155–190 GeV以内，置信水平95%；<sup>[8]</sup>又从紧凑μ子线圈（CMS）得到的实验结果，排除质量在149–206 GeV以内，置信水平95%。<sup>[9]</sup>超环面仪器实验团队在同报告里表示，LHC可能已侦测到希子的踪迹，在低质量值域120–140 GeV，侦测到超额事件，大约超过背景数量期望值2.8个标准差。<sup>[10]</sup>
- 7月27日，CDF/DØ实验团队发表结果，延伸先前排除值域至156–177 GeV，置信水平95%；另外，在值域125–155 GeV内，发现少许超额事件（大约1个标准差）。<sup>[11]</sup>
- 11月18日，超环面仪器与CMS实验数据的综合分析进一步缩小希子质量的容许值窗为 114–141 GeV。<sup>[12][13]</sup>
- 12月13日，超环面仪器与CMS实验团队分别表示，假若希子存在，其质量分别限制在值域115–130 GeV（超环面仪器）或115–127 GeV（CMS）以内，置信水平95%。另外，在125 GeV附近（超环面仪器）与124 GeV附近（CMS）侦测到的超额事件，符合希子存在的讯号，但也符合背景涨落讯号，在经过旁视效应（look-elsewhere effect）修正后，全域统计显著性分别为2.3标准差（超环面仪器）与低于2.0标准差（CMS）。<sup>[14][15]</sup>

# 希格斯寻找历史

2012年 [编辑]

- 3月7日，CDF/DØ实验团队表示，在Tevatron的全部数据里，侦测到可以被认为是希子的超额事件，质量在115–135 GeV值域，标准差为2.2，对应于可能是统计涨落的或然率是250分之1。这符合超环面仪器与CMS独立获得的结果。<sup>[17]</sup>这结果排除希子质量在147–179 GeV以内，置信水平95%。<sup>[18]</sup>
- 7月2日，DØ与CDF实验团队宣布，进一步分析使他们更加有信心。他们排除希子的质量在100–103 GeV、147–180 GeV以内，置信水平95%。在能量115–140 GeV之间区域，超额事件的显著性差异现在定量为2.9个标准差，这对应于在550次事件中，有一次事件是归咎于统计涨落。这结果仍旧未能达到5个标准差，因此不能够作定论。<sup>[19][20]</sup>
- 7月2日，超环面仪器实验团队发表2011年实验数据分析，排除希子的质量在111.4–116.6 GeV、119.4–122.1 GeV、129.2–541 GeV以内，置信水平95%，又在质量126 GeV附近检测出超额事件，标准差为2.9<sup>[21]</sup>
- 7月4日，[欧洲核子研究组织](#)（CERN）举行专题讨论会与新闻发布会宣布，超环面仪器发现质量为126.5 GeV的新玻色子，标准差为4.6。<sup>[22][23]</sup>CMS发现质量为 $125.3 \pm 0.6$  GeV的新玻色子，标准差为4.9；<sup>[24][25]</sup>这两个粒子极像希子，但还有待物理学者进一步分析来完全确定两个探测器探测到的粒子是否为希子。<sup>[26]</sup>
- 7月31日，CERN的CMS小组和超环面仪器小组分别提交了新的侦测结果的论文，将这种疑似希格斯玻色子的粒子的质量确定为CMS的125.3 GeV/c<sup>2</sup>（统计误差： $\pm 0.4$ 、系统误差： $\pm 0.5$ 、标准偏差：5.8）<sup>[27]</sup>和超环面仪器的126.0 GeV/c<sup>2</sup>（统计误差： $\pm 0.4$ 、系统误差： $\pm 0.4$ 、标准偏差：5.9）<sup>[28]</sup>。

希格斯机制 (1964年, 3组6人)

诺贝尔奖(2013年, 2人)

# 2012年希格斯粒子发现!





# 希格斯物理 及相关问题

---

# 摘要

- 希格斯机制：规范玻色子质量起源
- 费米子质量起源
- 希格斯粒子衰变
- 希格斯粒子的产生及性质测量
- 与希格斯粒子相关的问题

# U(1)局域不变

费米子拉式量  $\mathcal{L}_\psi = \bar{\psi}(i \not{\partial} - m)\psi$

局域变换  $\psi \rightarrow \psi' = \exp[-i\alpha(x)]\psi$

拉式量发生变化  $\mathcal{L}_\psi \rightarrow \mathcal{L}'_\psi = \mathcal{L}_\psi + \bar{\psi}\gamma_\mu\psi(\partial^\mu\alpha)$

只含费米子的拉式量不满足局域变换不变性

# U(1)局域不变

加入规范场，把导数变为协变导数，规范场也做相应变换

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ieA_\mu \quad A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha$$

新的拉式量具有局域变换不变性

$$\begin{aligned}\mathcal{L}'_\psi &= \bar{\psi}' [(i \not{\partial} - e \not{A}') - m] \psi' \\ &= \bar{\psi} \exp(+i\alpha) \left[ i \not{\partial} - e \left( \not{A} + \frac{1}{e} \not{\partial}\alpha \right) - m \right] \exp(-i\alpha)\psi \\ &= \mathcal{L}_\psi\end{aligned}$$

# U(1)局域不变

可以加入规范场的动能项，动能项也在局域变换下是不变的

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha$$

质量项违反局域规范不变，因此规范场是无质量的

$$\mathcal{L}_A^m = -\frac{1}{2}A_\mu A^\mu$$

# 非Abel规范变换

对应非Abel群规范变换，假设存在N个psi，存在以下局域变换

$$\psi \rightarrow \psi' = \Omega \psi \quad \Omega \equiv \exp [-i T^a \alpha^a(x)]$$

这里Ta是群的生成元

把导数变为协变导数，加入规范场

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - igT^a A_\mu^a$$

使得协变导数满足以下性质

$$D_\mu \psi \rightarrow \Omega (D_\mu \psi)$$

# 非Abel规范变换

把群元素在单位元附近展开

$$\Omega \simeq 1 - iT^a \alpha^a(x)$$

则规范场变为以下形式 (注意跟U(1)规范场的形式有点不同)

$$A_\mu^{a'} = A_\mu^a - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha^a + C_{abc} \alpha^b A_\mu^c$$

可以加入规范场的动能项, 注意场强的定义也跟U(1)发生了变化

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$$

$$F_{\mu\nu}^a \equiv \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g C_{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

# 对称性自发破缺和goldstone定理

假设一个复标量场，具有以下相互作用

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - V(\phi^* \phi)$$

如果势能可以写成以下形式

$$V(\phi^* \phi) = \mu^2(\phi^* \phi) + \lambda(\phi^* \phi)^2$$

则体系拥有一个整体U(1)不变性  $\phi \rightarrow \exp(-i\theta)\phi$

$$\begin{aligned}\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}' &= (\partial_\alpha \phi')^* (\partial^\alpha \phi') - V(\phi'^* \phi') \\ &= [\partial_\alpha (e^{i\theta} \phi)]^* [\partial^\alpha (e^{i\theta} \phi)] - V(\phi^* \phi) \\ &= \mathcal{L}\end{aligned}$$

# 对称性自发破缺和goldstone定理

当然也可以把一个复场写成两个实场

$$\phi = \frac{(\phi_1 + i\phi_2)}{\sqrt{2}} \quad \mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_1 \partial^\mu \phi_1 + \partial_\mu \phi_2 \partial^\mu \phi_2) - V(\phi_1, \phi_2)$$

整体对称性依然存在

$$\begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \longrightarrow \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}$$

For  $\mu^2 > 0$  the vacuum is at  $\phi_1 = \phi_2 = 0$

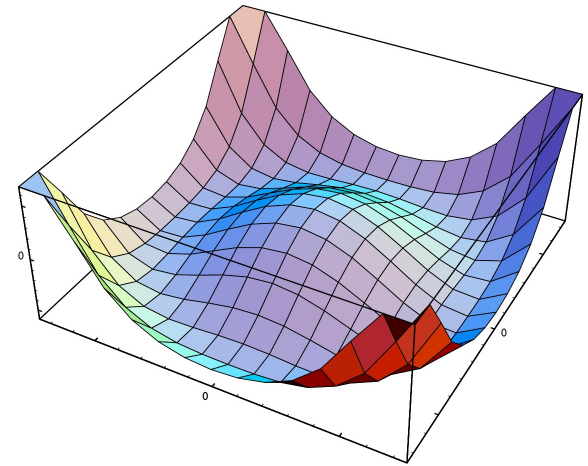
$$\mathcal{L} = \sum_{i=1}^2 \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_i \partial^\mu \phi_i - \mu^2 \phi_i^2)$$

存在两个质量为mu的实场

# 对称性自发破缺和goldstone定理

In the case of  $\mu^2 < 0$

$$\langle |\phi|^2 \rangle = \frac{(\langle \phi_1 \rangle^2 + \langle \phi_2 \rangle^2)}{2} = \frac{-\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2}$$



真空偏离原点，把场在真空附近展开

$$\begin{aligned} \phi_1 &= v & \phi'_1 &= \phi_1 - v, \\ \phi_2 &= 0 & \phi'_2 &= \phi_2. \end{aligned}$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi'_1 \partial^\mu \phi'_1 - \frac{1}{2} (-2\mu^2) \phi'_1{}^2 + \frac{1}{2} \partial_\mu \phi'_2 \partial^\mu \phi'_2 + \text{interaction terms}$$

一个有质量，一个无质量的粒子，可以通过质量矩阵看出来

$$M_{ij}^2 = \left. \frac{\partial^2 V(\phi'_1, \phi'_2)}{\partial \phi'_i \partial \phi'_j} \right|_{\phi' = \phi'_0}$$

# 对称性自发破缺和goldstone定理

假如NG个标量场，满足整体对称性，对称群为G，例如SU(N)或者SO(N)

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \Phi)(\partial^\mu \Phi) - V(\Phi)$$

在整体变换下，Phi的变换为  $\delta\Phi = -i \alpha^a T^a \Phi$

在整体变换下，拉式量不变，则

$$\delta V(\Phi) = \frac{\partial V(\Phi)}{\partial \phi_i} \delta \phi_i = -i \frac{\partial V(\Phi)}{\partial \phi_i} \alpha^a (T^a)_{ij} \phi_j = 0$$

$$\text{即} \quad \frac{\partial V(\Phi)}{\partial \phi_i} (T^a)_{ij} \phi_j = 0$$

# 对称性自发破缺和goldstone定理

对上式再次求导得到

$$\frac{\partial^2 V(\Phi)}{\partial \phi_k \partial \phi_i} (T^a)_{ij} \phi_j + \frac{\partial V(\Phi)}{\partial \phi_i} (T^a)_{ik} = 0$$

假如能量最低值在 $\phi_0$ 方向且 $\phi_0$ 不为0，一次求导为0，则有

$$\left. \frac{\partial^2 V(\Phi)}{\partial \phi_k \partial \phi_i} \right|_{\Phi=\Phi_0} (T^a)_{ij} \phi_j^0 = 0$$

$$\text{即} \quad M_{ki}^2 (T^a)_{ij} \phi_j^0 = 0$$

# 对称性自发破缺和goldstone定理

假如有 $n_g$ 个生成元 $T^a$ 满足，这些生成元组成了 $G$ 的一个子群 $g$ ,

$$(T^a)_{ij} \phi_j^0 = 0 \quad \text{for } a = 1, \dots, n_g \leq N_G$$

假如有 $N_G - n_g$ 个生成元 $T^a$ 满足

$$(T^a)_{ij} \phi_j^0 \neq 0 \quad \text{for } a = n_g + 1, \dots, N_G$$

$$M_{ki}^2 (T^a)_{ij} \phi_j^0 = 0$$

则会出现 $N_G - n_g$ 个零质量粒子，称为goldstone粒子

一般说，群 $G$ 自发破缺成群 $g$ ，破缺后的群 $g$ 跟标量场的具体形式有关

# 希格斯机制

如果加入规范场，看看会发生什么

$$\mathcal{L} = (D_\alpha \phi)^* (D^\alpha \phi) - \frac{1}{4} F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta} - V(\phi^* \phi)$$

$$V(\phi^* \phi) = -\mu^2 \phi^* \phi + \lambda(\phi^* \phi)^2 \quad D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu$$

以上拉式量存在一个局域U(1)变换不变性

$$\phi \rightarrow \exp [i q \alpha(x)] \phi \quad A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu \alpha(x)$$

能量最低点在  $|\phi|=v/\sqrt{2}$ 处，可以把phi参数化成

$$\phi = \exp \left( i \frac{\phi_2'}{v} \right) \frac{(\phi_1' + v)}{\sqrt{2}}$$

# 希格斯机制

带入得到

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & \frac{1}{2}\partial_\mu\phi'_1\partial^\mu\phi'_1 - \frac{1}{2}(-2\mu^2)\phi_1'^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{q^2v^2}{2}A'_\mu A^{\mu'} \\ & + \frac{1}{2}q^2(\phi'_1 + 2v)\phi'_1 A'_\mu A^{\mu'} - \frac{\lambda}{4}\phi_1'^3(\phi'_1 + 4v) .\end{aligned}$$

无质量的 $\phi_2$ 消失了, 规范场获得了质量!!!

Initial  $\mathcal{L}$

$\phi^{(*)}$  charged scalar : 2

$A_\mu$  massless vector : 2

---

4

Final  $\mathcal{L}$

$\phi'_1$  neutral scalar : 1

$A'_\mu$  massive vector : 3

---

4

# 希格斯机制

对于非阿贝尔规范场, N个Phi

$$\mathcal{L} = (D_\alpha \phi)^* (D^\alpha \phi) - \frac{1}{4} F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta} - V(\phi^* \phi)$$

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad D_\mu = \partial_\mu - igT^a B_\mu^a$$

如果对称性自发破缺, 真空不在原点, 能量最低点在phi0处

有ng个生成元作用真空不变, 对称性G-> g

$$T_{ij}^a \phi_j^0 = 0 \quad , \quad \text{for } a = 1, \dots, n_g$$

# 希格斯机制

Phi可以重参数化成

$$\phi = (\tilde{\phi} + v) \exp\left(i \frac{\phi_{\text{GB}}^a T^a}{v}\right)$$

$T^a$  are the  $(N_G - n_g)$  broken generators

Before SSB

After SSB

$\phi$  massless scalar :  $N_\phi$   
 $B_\mu^a$  massless vector :  $2 N_G$

$\tilde{\phi}$  massive scalar :  $N_\phi - (N_G - n_g)$   
 $\tilde{B}_\mu^a$  massive vector :  $3 (N_G - n_g)$   
 $B_\mu^a$  massless vector :  $2 n_g$

# 标准模型中的希格斯机制

标准模型的规范场是  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$

$$\mathcal{L} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi)$$

$$D_\mu = \partial_\mu + i g \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i + i \frac{g'}{2} Y B_\mu \quad \text{约定习惯, 有时不加1/2}$$

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

希格斯是SU(2)二重态, 超荷  $Y=1$       $\Phi \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$

# 标准模型中的希格斯机制

$\mu^2 < 0$ , 对称性破缺, 则势能最低点在

$$\langle \Phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

$$v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}$$

四个生成元作用真空均不为0, 是否对称性全破缺?

$$\begin{aligned} Q \langle \Phi \rangle_0 &= \left( T_3 + \frac{1}{2} Y \right) \langle \Phi \rangle_0 \\ &= \frac{1}{2} \left[ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = 0 \end{aligned}$$

残留一个生成元作用真空不变, 则对称群变为U(1)

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$$

# 标准模型中的希格斯机制

把Phi重新参数化

$$\Phi \equiv \exp\left(i\frac{\tau^i \chi_i}{2v}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ (v+h)/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

动能项变为

$$\left| \left( \partial_\mu + ig\frac{\tau^i}{2}W_\mu^i + i\frac{g'}{2}YB_\mu \right) \frac{(v+h)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2$$

# 标准模型中的希格斯机制

$$(\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi) = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)(\partial^\mu h) + \frac{1}{8}g^2(v+h)^2(W_\mu^1 - iW_\mu^2)(W^{1\mu} + iW^{2\mu}) + \frac{1}{8}(v+h)^2(-g'B_\mu + gW_\mu^3)^2$$

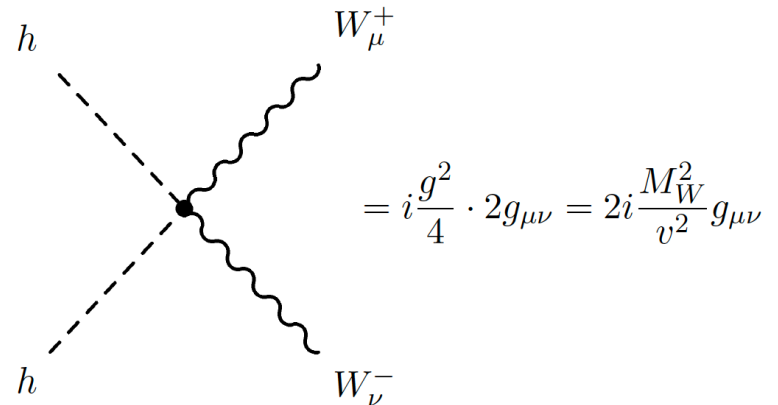
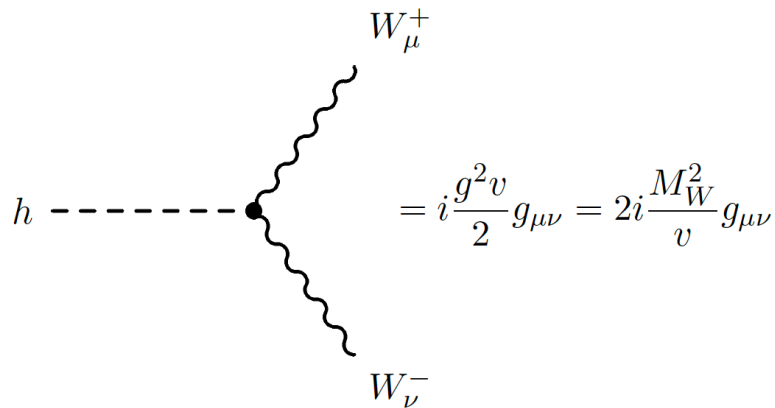
$$W_\mu^+ = \frac{W_\mu^1 - iW_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad W_\mu^- = \frac{W_\mu^1 + iW_\mu^2}{\sqrt{2}}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &\supset \frac{1}{8}g^2(v+h)^2(W_\mu^1 - iW_\mu^2)(W^{1\mu} + iW^{2\mu}) \\ &= \frac{1}{4}g^2(v+h)^2W_\mu^+W^{-\mu} \\ &= \frac{g^2v^2}{4}W_\mu^+W^{-\mu} + \frac{g^2v}{2}hW_\mu^+W^{-\mu} + \frac{g^2}{4}hhW_\mu^+W^{-\mu} \end{aligned}$$

# 标准模型中的希格斯机制

$$\frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g^2 v}{2} h W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g^2}{4} h h W_\mu^+ W^{-\mu}$$

$$M_W^2 = \frac{g^2 v^2}{4}$$



# 希格斯机制

$$(\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi) = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)(\partial^\mu h) + \frac{1}{8}g^2(v+h)^2(W_\mu^1 - iW_\mu^2)(W^{1\mu} + iW^{2\mu}) + \frac{1}{8}(v+h)^2(-g'B_\mu + gW_\mu^3)^2$$

$$\begin{aligned}(gW_\mu^3 - g'B_\mu) &= \sqrt{g^2 + g'^2} \left( \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} W_\mu^3 - \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} B_\mu \right) \\ &\equiv \sqrt{g^2 + g'^2} (c_W W_\mu^3 - s_W B_\mu) \\ &\equiv \sqrt{g^2 + g'^2} Z_\mu,\end{aligned}$$

$$(s_W W_\mu^3 + c_W B_\mu) \equiv A_\mu \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

# 希格斯机制

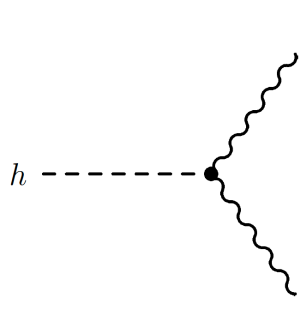
$$(\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi) = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)(\partial^\mu h) + \frac{1}{8}g^2(v+h)^2(W_\mu^1 - iW_\mu^2)(W^{1\mu} + iW^{2\mu}) + \frac{1}{8}(v+h)^2(-g'B_\mu + gW_\mu^3)^2$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &\supset \frac{1}{8}(v+h)^2(-g'B_\mu + gW_\mu^3)^2 \\ &= \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(v+h)^2 Z_\mu Z^\mu \\ &= \frac{(g^2 + g'^2)v^2}{8} Z_\mu Z^\mu + \frac{(g^2 + g'^2)v}{4} h Z_\mu Z^\mu + \frac{(g^2 + g'^2)}{8} hh Z_\mu Z^\mu\end{aligned}$$

# 希格斯机制

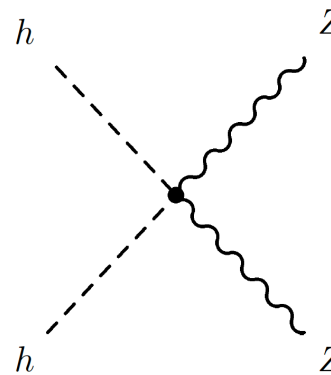
$$\frac{(g^2 + g'^2)v^2}{8} Z_\mu Z^\mu + \frac{(g^2 + g'^2)v}{4} h Z_\mu Z^\mu + \frac{(g^2 + g'^2)}{8} hh Z_\mu Z^\mu$$

$$M_Z^2 = \frac{(g^2 + g'^2)v^2}{4}$$



A Feynman diagram showing a vertex where a Higgs boson (h) line, represented by a dashed line, meets two Z boson lines, represented by wavy lines. The Z boson lines are labeled  $Z_\mu$  and  $Z_\nu$ . The vertex is a solid black dot.

$$= i \frac{(g^2 + g'^2)v}{4} \cdot 2g_{\mu\nu} = 2i \frac{M_Z^2}{v} g_{\mu\nu}$$



A Feynman diagram showing a vertex where two Higgs boson (h) lines, represented by dashed lines, meet two Z boson lines, represented by wavy lines. The Z boson lines are labeled  $Z_\mu$  and  $Z_\nu$ . The vertex is a solid black dot.

$$= i \frac{(g^2 + g'^2)}{8} \cdot 2 \cdot 2g_{\mu\nu} = 2i \frac{M_Z^2}{v^2} g_{\mu\nu}$$

# 实验测量值

$$v = \left( \sqrt{2} G_F \right)^{1/2} \simeq 246 \text{ GeV}$$

$$M_W^2 = \frac{e^2}{4s_W^2} v^2 = \frac{\pi\alpha}{s_W^2} v^2 \simeq \left( \frac{37.2}{s_W} \text{ GeV} \right)^2 \sim (80 \text{ GeV})^2$$

$$M_Z^2 \simeq \left( \frac{37.2}{s_W c_W} \text{ GeV} \right)^2 \sim (90 \text{ GeV})^2$$

$$s_W^2 \equiv \sin^2 \theta_W \sim 0.22$$

# 希格斯自耦和

$$\mathcal{L}_V = -V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

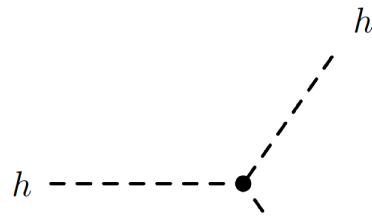
$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{1}{2}(h + v)^2$$

$$\mathcal{L}_V = -\lambda v^2 h^2 - \lambda v h^3 - \frac{\lambda}{4} h^4 + \text{const.}$$

$$-\lambda v^2 = -m_h^2/2.$$

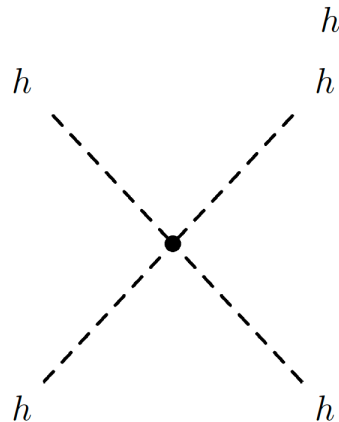
# 希格斯自耦和

$$\mathcal{L}_V = -\lambda v^2 h^2 - \lambda v h^3 - \frac{\lambda}{4} h^4 + \text{const.}$$



A Feynman diagram representing a three-point vertex. A central black dot is connected to three external dashed lines, each labeled with the letter  $h$ . The lines extend outwards from the vertex in three different directions.

$$= -i\lambda v \cdot 3! = -6i\lambda v = -3i \frac{m_h^2}{v}$$



A Feynman diagram representing a four-point vertex. A central black dot is connected to four external dashed lines, each labeled with the letter  $h$ . The lines extend outwards from the vertex in four different directions, forming a cross-like shape.

$$= -i \frac{\lambda}{4} \cdot 4! = -6i\lambda = -3i \frac{m_h^2}{v^2}$$

# 费米子质量起源

---

---

	$Q_L \equiv \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$u_R$	$d_R$	$L_L \equiv \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$	$e_R$
Hypercharge/2	1/6	2/3	-1/3	-1/2	-1
Color	triplet	triplet	triplet	singlet	singlet

---

---

$$Q = T_3 + Y/2$$

# 费米子质量起源

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \supset - \left[ y_e \bar{e}_R \Phi^\dagger L_L + y_e^* \bar{L}_L \Phi e_R \right]$$

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ (v+h)/\sqrt{2} \end{pmatrix},$$

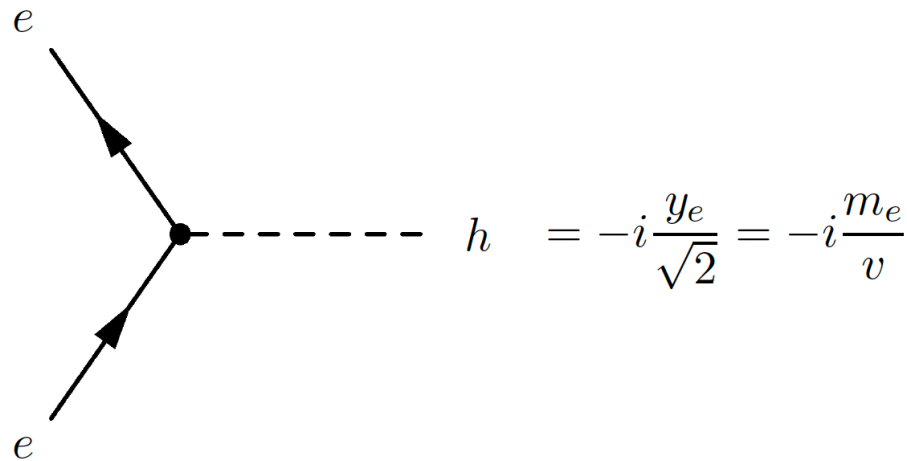
$$\Phi^\dagger L_L = \left( 0, \frac{v+h}{\sqrt{2}} \right) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L = \frac{v+h}{\sqrt{2}} e_L,$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} &\supset -y_e \frac{1}{\sqrt{2}} [(v+h)\bar{e}_R e_L + (v+h)\bar{e}_L e_R] \\ &= -\frac{y_e}{\sqrt{2}} (v+h) \bar{e} e \\ &= -\left( \frac{y_e v}{\sqrt{2}} \right) \bar{e} e - \frac{y_e}{\sqrt{2}} h \bar{e} e. \end{aligned}$$

# 费米子质量起源

$$-\left(\frac{y_e v}{\sqrt{2}}\right)\bar{e}e - \frac{y_e}{\sqrt{2}}h\bar{e}e$$

$$m_e = \frac{y_e v}{\sqrt{2}}$$



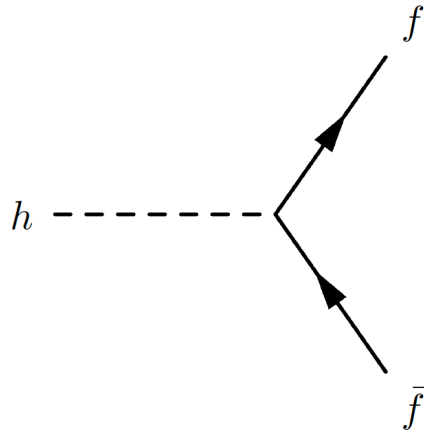
# 费米子质量起源

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \supset - \left[ y_d \bar{d}_R \Phi^\dagger Q_L + y_d^* \bar{Q}_L \Phi d_R \right]$$

$$\Phi^\dagger Q_L = \left( 0, \frac{v+h}{\sqrt{2}} \right) \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} = \frac{v+h}{\sqrt{2}} d_L.$$

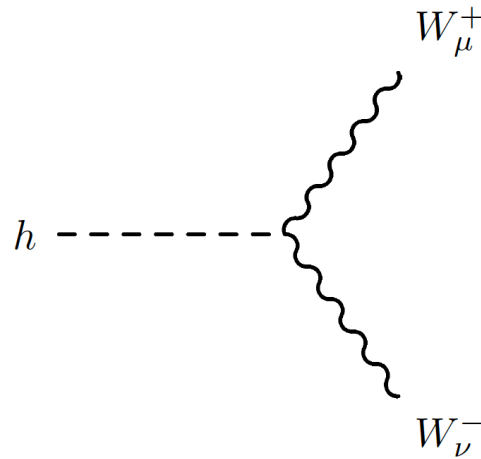
$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \supset - \left( \frac{y_d v}{\sqrt{2}} \right) \bar{d} d - \frac{y_d}{\sqrt{2}} h \bar{d} d.$$

# 希格斯衰变



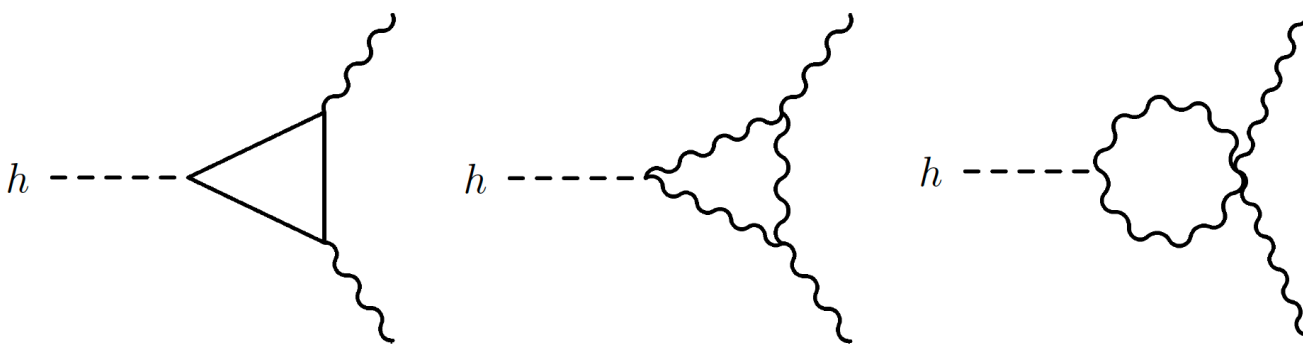
$$\Gamma(h \rightarrow f \bar{f}) = \frac{N_c}{8\pi} \frac{m_f^2}{v^2} m_h \left[ 1 - \frac{4m_f^2}{m_h^2} \right]^{3/2}$$

# 希格斯衰变



$$\Gamma(h \rightarrow W^+W^-) = \frac{1}{16\pi} \left( \frac{M_W^4}{v^2} \right) \frac{m_h^3}{M_W^4} \sqrt{1 - x_W} \left( 1 - x_W + \frac{3}{4}x_W^2 \right)$$

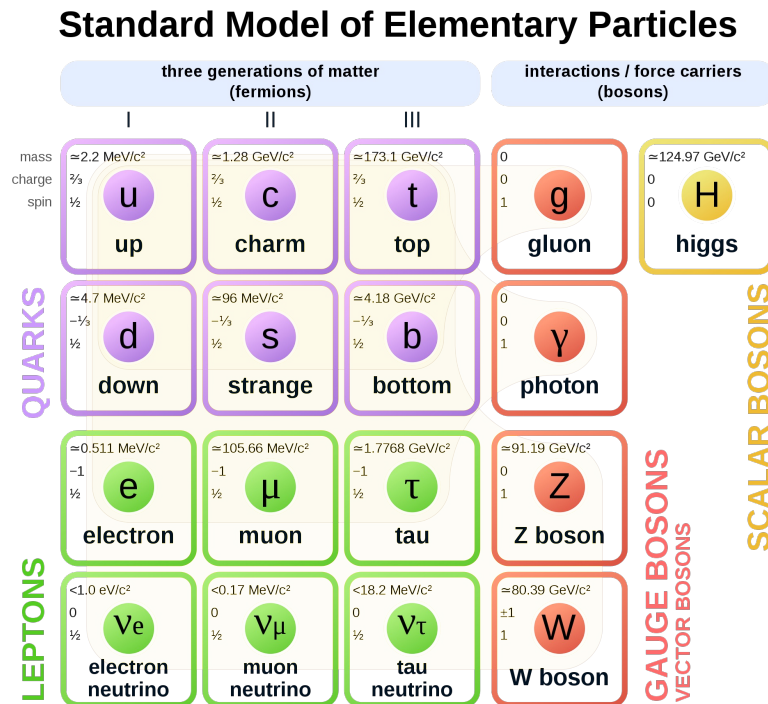
# 希格斯衰变



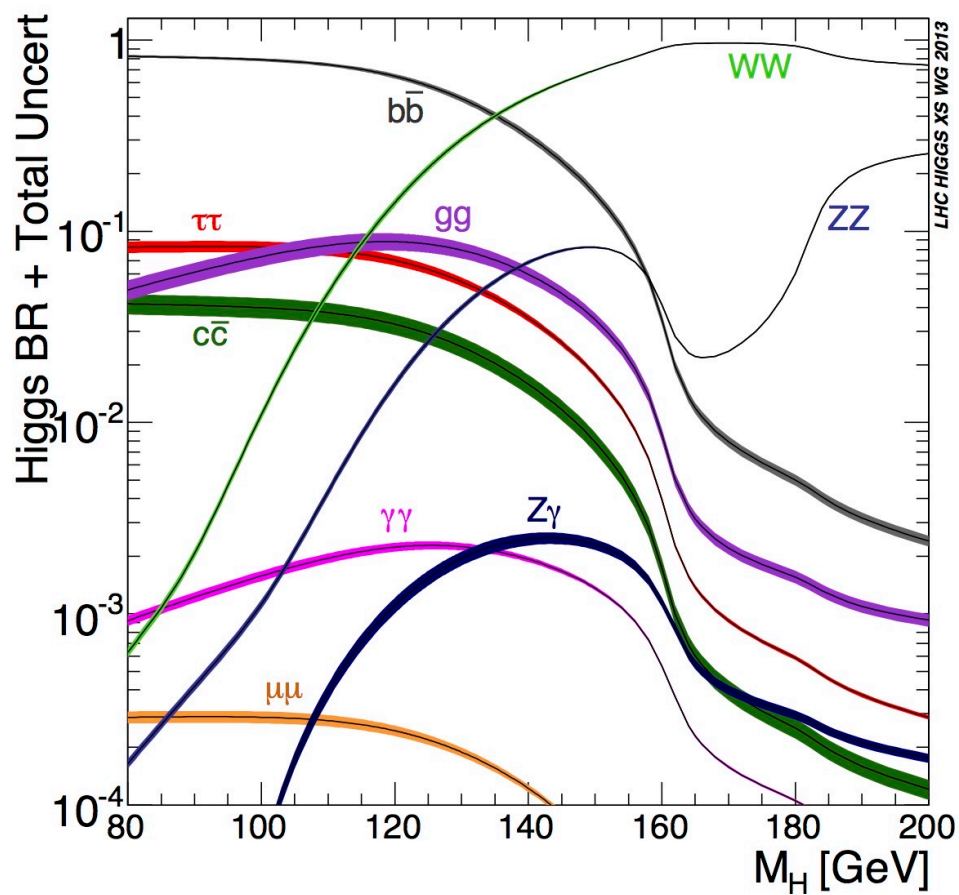
$$\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2}{256\pi^3} \frac{m_h^3}{v^2} \left| \sum_i N_{ci} Q_i^2 F_i(\tau_i) \right|^2$$

# 希格斯衰变

思考：希格斯的主要衰变道？



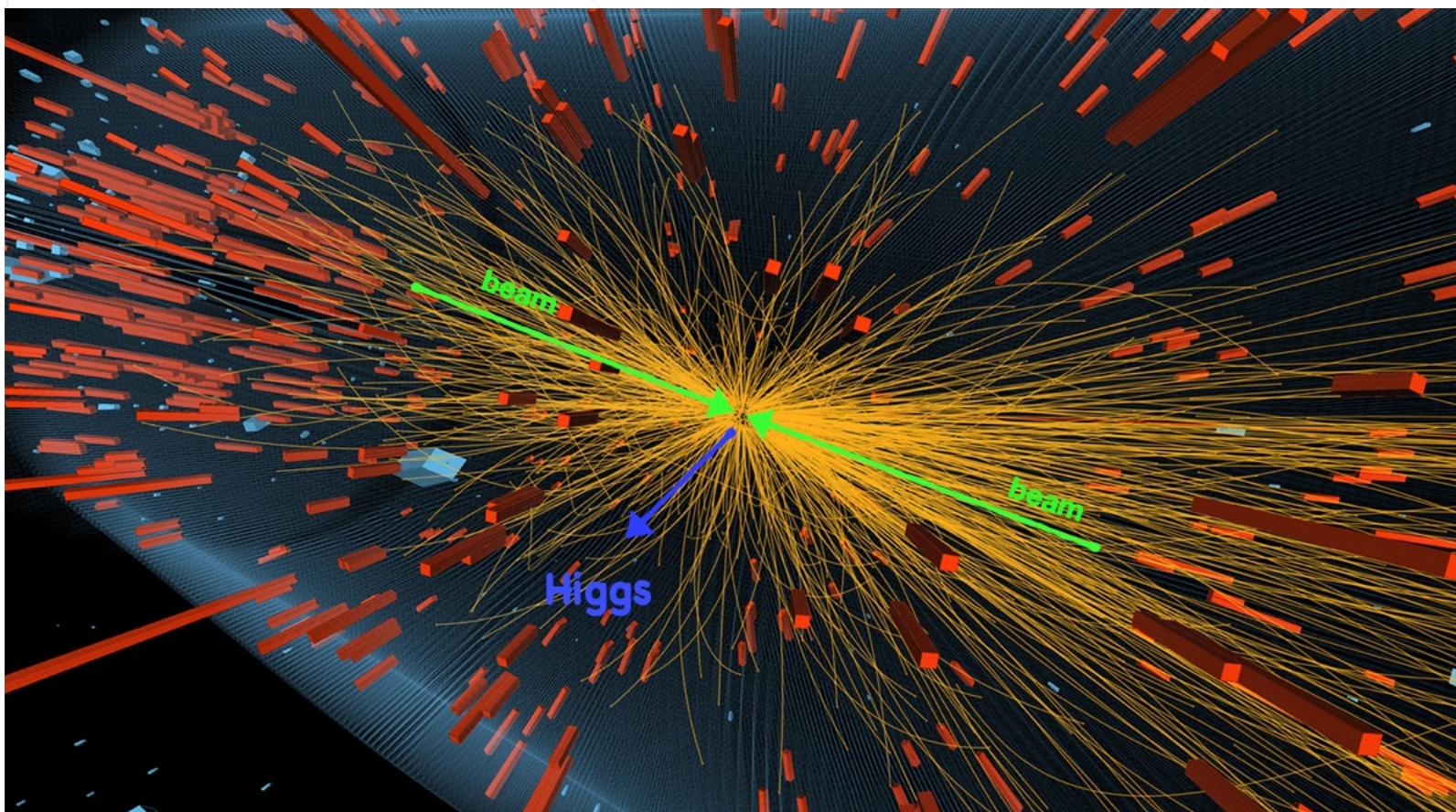
# 希格斯衰变



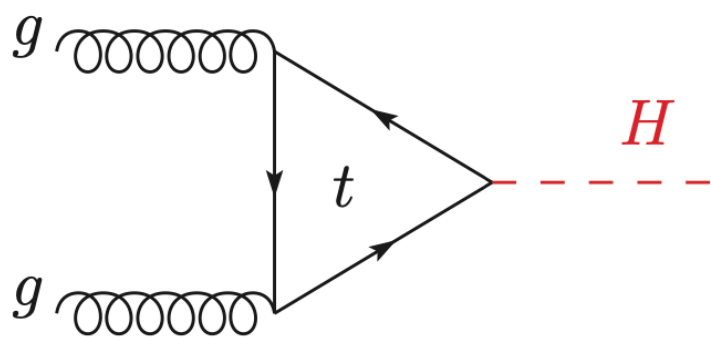
# 希格斯衰变

Decay channel	Branching ratio	Rel. uncertainty
$H \rightarrow \gamma\gamma$	$2.27 \times 10^{-3}$	2.1%
$H \rightarrow ZZ$	$2.62 \times 10^{-2}$	$\pm 1.5\%$
$H \rightarrow W^+W^-$	$2.14 \times 10^{-1}$	$\pm 1.5\%$
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	$6.27 \times 10^{-2}$	$\pm 1.6\%$
$H \rightarrow b\bar{b}$	$5.82 \times 10^{-1}$	+1.2% -1.3%
$H \rightarrow c\bar{c}$	$2.89 \times 10^{-2}$	+5.5% -2.0%
$H \rightarrow Z\gamma$	$1.53 \times 10^{-3}$	$\pm 5.8\%$
$H \rightarrow \mu^+\mu^-$	$2.18 \times 10^{-4}$	$\pm 1.7\%$

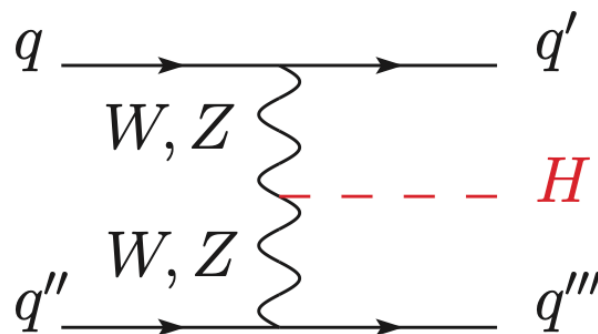
# 希格斯的产生(对撞机)



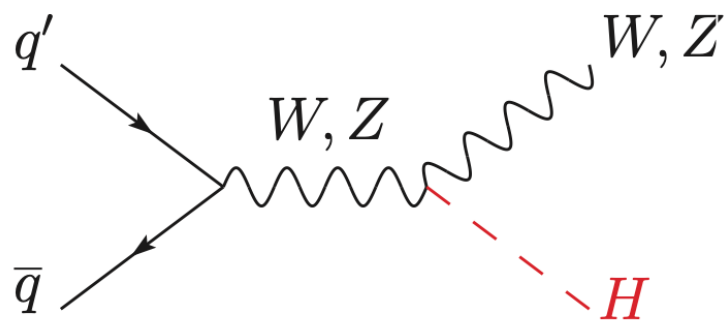
# 希格斯在对撞机上的产生



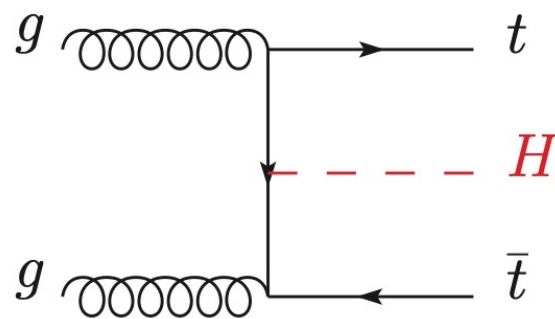
(a)



(b)



(c)

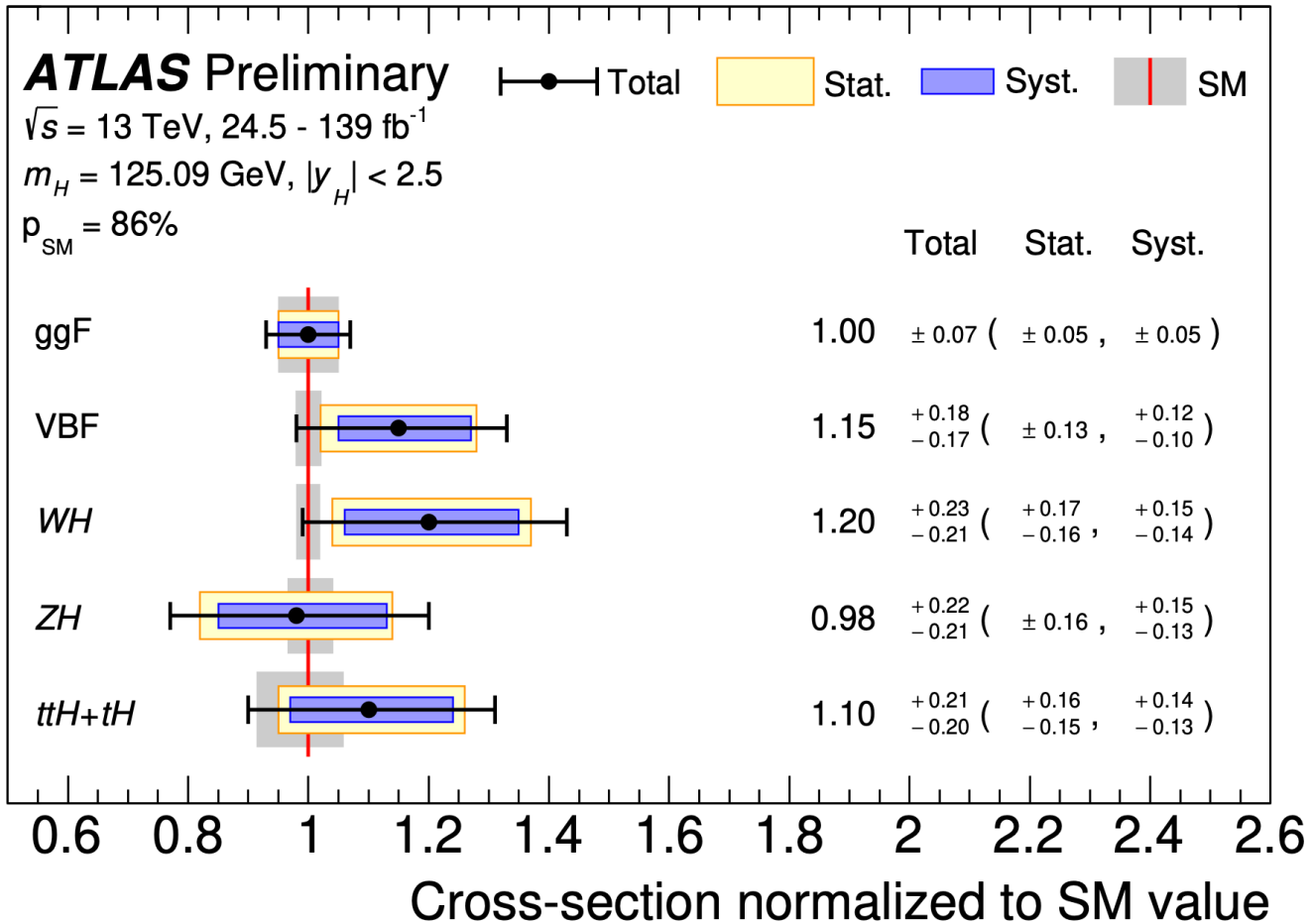


(d)

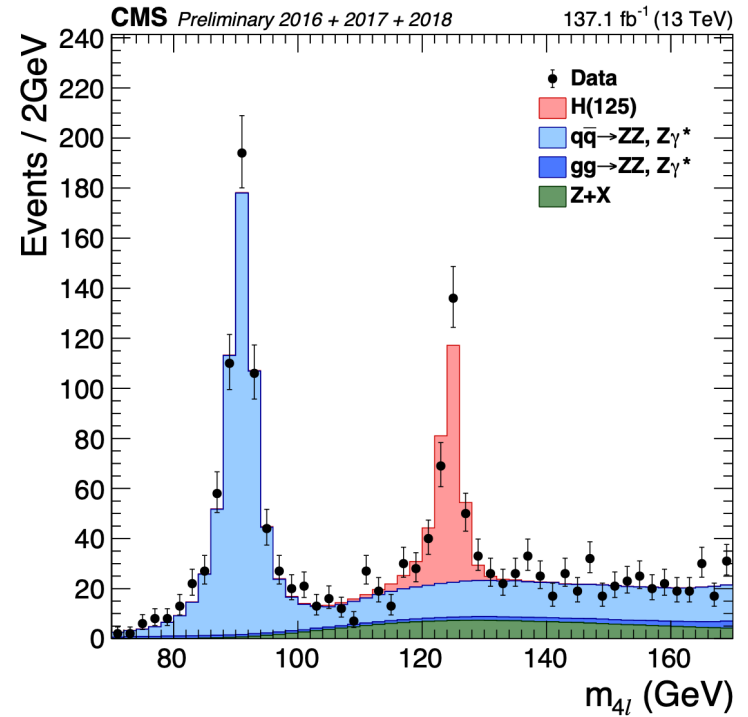
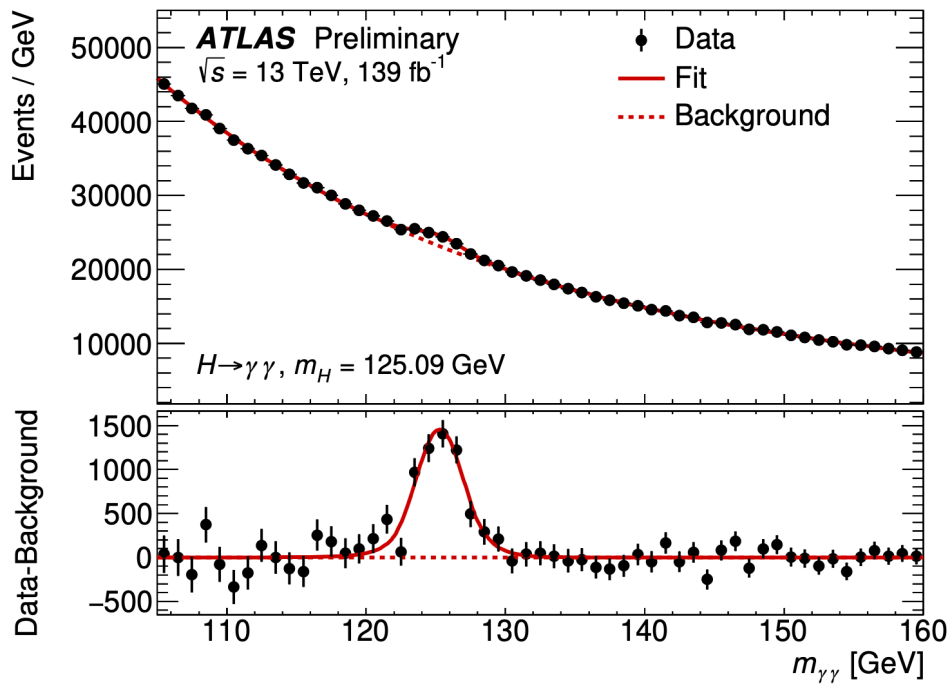
# 希格斯在对撞机上的产生

$\sqrt{s}$ (TeV)	Production cross section (in pb) for $m_H = 125$ GeV					total
	ggF	VBF	$WH$	$ZH$	$t\bar{t}H$	
1.96	$0.95^{+17\%}_{-17\%}$	$0.065^{+8\%}_{-7\%}$	$0.13^{+8\%}_{-8\%}$	$0.079^{+8\%}_{-8\%}$	$0.004^{+10\%}_{-10\%}$	1.23
7	$16.9^{+4.4\%}_{-7.0\%}$	$1.24^{+2.1\%}_{-2.1\%}$	$0.58^{+2.2\%}_{-2.3\%}$	$0.34^{+3.1\%}_{-3.0\%}$	$0.09^{+5.6\%}_{-10.2\%}$	19.1
8	$21.4^{+4.4\%}_{-6.9\%}$	$1.60^{+2.3\%}_{-2.1\%}$	$0.70^{+2.1\%}_{-2.2\%}$	$0.42^{+3.4\%}_{-2.9\%}$	$0.13^{+5.9\%}_{-10.1\%}$	24.2
13	$48.6^{+4.6\%}_{-6.7\%}$	$3.78^{+2.2\%}_{-2.2\%}$	$1.37^{+2.6\%}_{-2.6\%}$	$0.88^{+4.1\%}_{-3.5\%}$	$0.50^{+6.8\%}_{-9.9\%}$	55.1
14	$54.7^{+4.6\%}_{-6.7\%}$	$4.28^{+2.2\%}_{-2.2\%}$	$1.51^{+1.9\%}_{-2.0\%}$	$0.99^{+4.1\%}_{-3.7\%}$	$0.60^{+6.9\%}_{-9.8\%}$	62.1

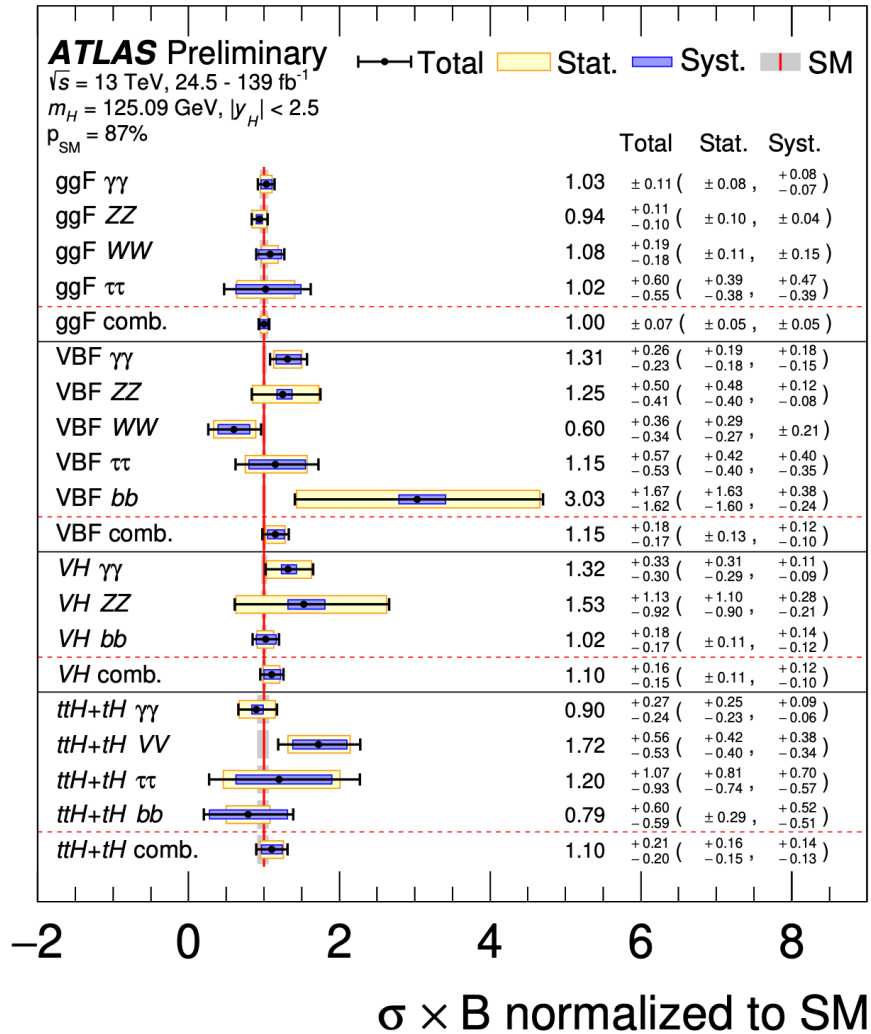
# 希格斯在对撞机上的产生



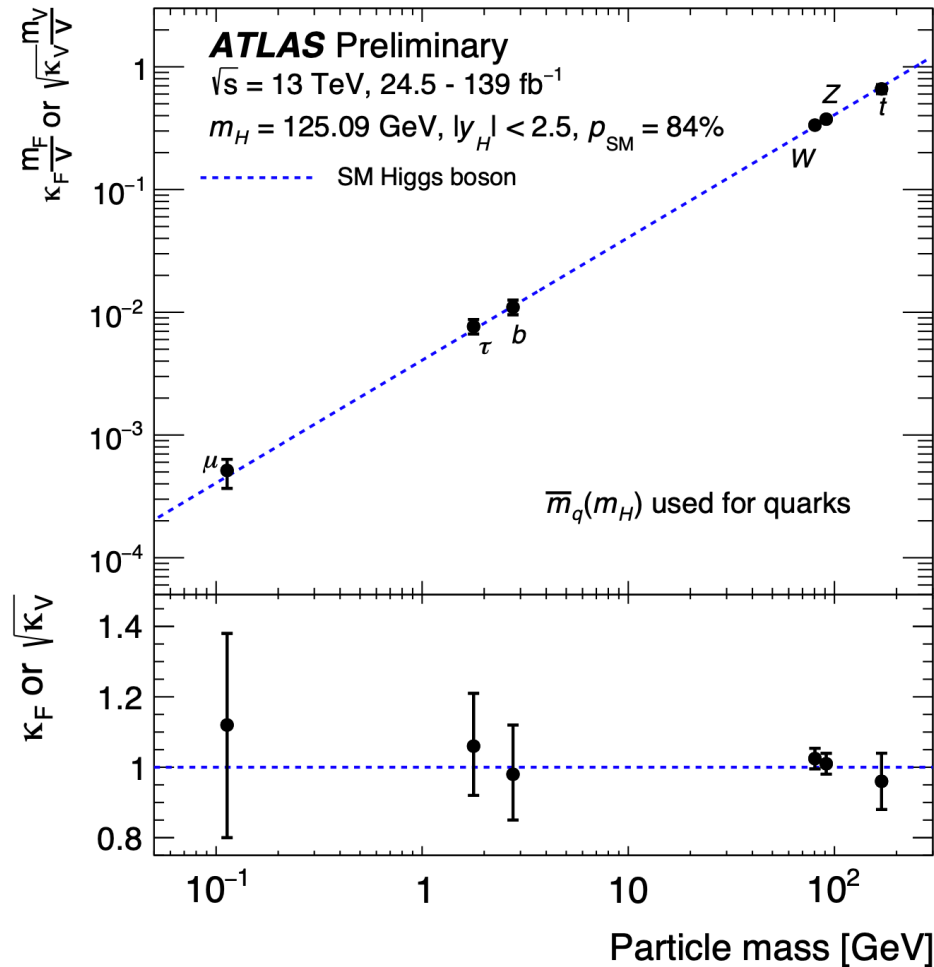
# 希格斯质量



# 希格斯性质测量



# 希格斯耦合测量





结束