

ROTTURA SPONTANEA DI SIMMETRIA

[PS.11.1, S.28.1-2, W.17.1-2]

Una simmetria è una trasformazione dei campi e/o delle coordinate, che lascia invariata l'azione $S[\phi]$ e la misura $D\phi$

Una simmetria è **ROTTA ESPLICITAMENTE** se un termine dell'azione (o la misura) non è invariante. Questo concetto è particolarmente utile se il termine che rompe la simmetria è **PICCOLO**, per esempio proporzionale ad un accoppiamento $\epsilon \ll 1$ o una scala d'energia piccola rispetto alla scala rilevante, $m \ll \tilde{c}$.

Esempio:

$$\mathcal{L} = \underbrace{\frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - \frac{m^2}{2}\phi^2 - \frac{\lambda}{4!}\phi^4}_{\text{Invariante sotto } \mathbb{Z}_2: \phi \rightarrow -\phi} + \underbrace{\epsilon \phi^3}_{\text{rompe } \mathbb{Z}_2}$$

Dato che la simmetria \mathbb{Z}_2 è RIPRISTINATA per $\epsilon \rightarrow 0$, possiamo essere sicuri che tutte le funzioni di Green dispari sotto \mathbb{Z}_2 DEVONO essere proporzionali ad ϵ .

Può anche succedere che la teoria ha una certa simmetria (S e D ϕ invarianti) ma lo STATO DI VUOTO NON È INVARIANTE.

In questo caso la simmetria è

ROTTA SPONTANAMENTE.

In questo caso la simmetria è ancora presente ma è nascosta: la sua realizzazione diventa non-lineare.

Esempio:

Prendiamo la teoria $\lambda\phi^4$ ma con

$$m^2 = -\mu^2 < 0$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_r\phi)^2 + \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 - \frac{\lambda}{4!}\phi^4$$

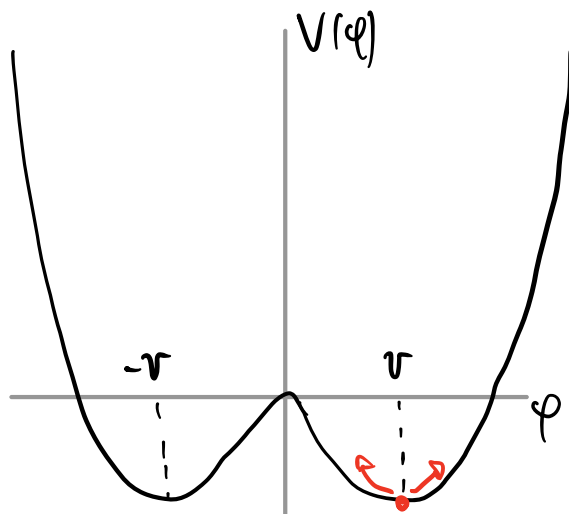
Invariante sotto $Z_2: \phi \rightarrow -\phi$

Il POTENZIALE CLASSICO è dato da

$$V(\phi) = -\frac{\mu^2}{2}\phi^2 + \frac{\lambda}{4!}\phi^4$$

Minimizzato per

$$\phi_0 \equiv \pm v = \pm\sqrt{\frac{6\mu^2}{\lambda}}$$



Queste sono le configurazioni classiche del vuoto:

$$\langle 0|\phi|0\rangle = \lim_{t\rightarrow\infty} \int \mathcal{D}\phi e^{\frac{i}{\hbar} \int d^4x \mathcal{L}[\phi]} \quad \phi = \phi_0 = \pm v \quad \leftarrow \frac{d\mathcal{L}}{d\phi} \Big|_{\phi=\pm v} = 0$$

VALORE D'ASPETTATIVA NEL VUOTO

(A livello quantistico, ovvero loop, può ricevere correzioni)

Uno qualsiasi di questi vuoti NON È
 invariante sotto \mathbb{Z}_2 : $\langle \phi \rangle \xrightarrow{\mathbb{Z}_2} \langle \phi' \rangle = -\langle \phi \rangle \neq \langle \phi \rangle$
 La simmetria è nel fatto che i 2 minimi
 a $\pm v$ sono simmetrici.

Possiamo descrivere fluttuazioni attorno alla
 configurazione di vuoto. Per esempio prendiamo $\phi = v$

$$\phi(x) = v + \sigma(x)$$

$$\Rightarrow \mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma)^2 - \frac{1}{2} (2\mu^2) \sigma^2 - \sqrt{\frac{\lambda \mu^2}{6}} \sigma^3 - \frac{\lambda}{4!} \sigma^4$$

Descrive un campo di massa $2\mu^2$ e interazioni σ^3, σ^4 .
 La simmetria $\phi \rightarrow -\phi$ è nascosta ma mette
 in relazione questi 3 coefficienti.

In termini di $\sigma(x)$, \mathbb{Z}_2 è realizzata in

maniera **NON-LINEARE**:

$$\begin{array}{ccc} \phi(x) \xrightarrow{\mathbb{Z}_2} -\phi(x) & \Leftrightarrow & \sigma(x) \xrightarrow{\mathbb{Z}_2} -\sigma(x) - 2v \\ \Downarrow & & \Downarrow \\ \mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L} & & \mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L} \end{array}$$

Sappiamo che in meccanica quantistica il vuoto può essere la sovrapposizione di due stati,

$$|0\rangle = \alpha |0_+\rangle + \beta |0_-\rangle.$$

Se il vuoto fosse una configurazione simmetrica $|0_+\rangle + |0_-\rangle$ la simmetria non sarebbe rotta spontaneamente.

La simmetria sotto $\varphi \rightarrow -\varphi$ ($|0_+\rangle \leftrightarrow |0_-\rangle$) fissa

$$\left. \begin{aligned} \langle 0_+ | \hat{H} | 0_+ \rangle &= \langle 0_- | \hat{H} | 0_- \rangle \equiv a \in \mathbb{R} \\ \langle 0_+ | \hat{H} | 0_- \rangle &= \langle 0_- | \hat{H} | 0_+ \rangle \equiv b \in \mathbb{R} \end{aligned} \right\} \epsilon_{vac} = \begin{pmatrix} a & b \\ b & a \end{pmatrix}$$

⇒ Gli autostati di \hat{H} sono $|0_+\rangle \pm |0_-\rangle$
con autovalori $\epsilon_{\pm} = a \pm b$.

⇒ La sovrapposizione fra i due stati involve un integrale su configurazioni di campo che passano la barriera da $\varphi = v$ a $\varphi = -v$, soppresso da un fattore $\sim \exp(-C V)$, $C > 0$ e

⇒ Per $V \rightarrow \infty$ $b \rightarrow 0$ ed V : volume spazio-tempo.
i 2 vuoti $|0_+\rangle \pm |0_-\rangle$ sono praticamente degeneri.

Una qualsiasi perturbazione, piccola a piacere, che preferisce uno dei due vuoti,
 $\langle 0_+ | \delta \hat{H} | 0_+ \rangle \neq \langle 0_- | \delta \hat{H} | 0_- \rangle,$

Modificherà $\hat{C}_{ab} \rightarrow \begin{pmatrix} a+\delta H_+ & b \\ b & a+\delta H_- \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} a+\delta H_+ & 0 \\ 0 & a+\delta H_- \end{pmatrix}$

\Rightarrow lo stato di vuoto COLLASSERA in
 $|0_+\rangle$ o $|0_-\rangle$

Il fatto che $b \rightarrow 0$ per $V \rightarrow \infty$ può essere
dimostrato [vedi W.19.1]

La simmetria Z_2 non è continua, quindi non c'è un'identità di Ward-Takahashi, corrente e carica conservate, eccetera. Studiamo una SIMMETRIA CONTINUA.

MODELLO SIGMA LINEARE

Campo scalare COMPLESSO: $\varphi(x) = \frac{\varphi_1(x) + i\varphi_2(x)}{\sqrt{2}}$

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \varphi^\dagger) (\partial^\mu \varphi) + \mu^2 \varphi^\dagger \varphi - \frac{\lambda}{4} (\varphi^\dagger \varphi)^2, \quad \mu^2 > 0$$

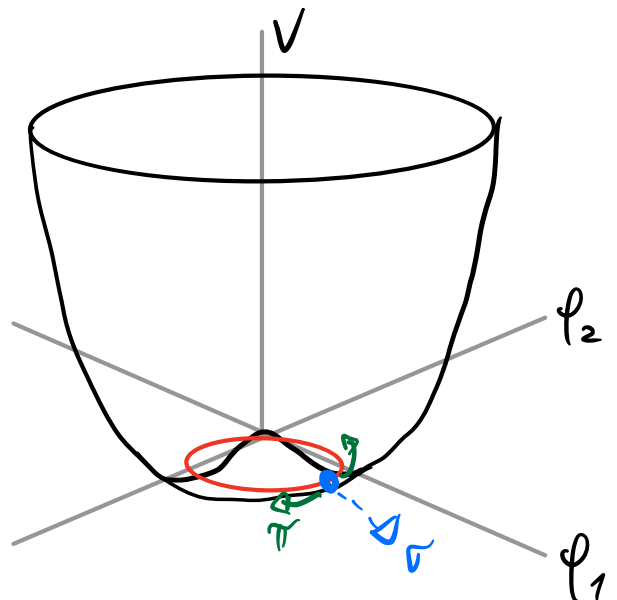
\mathcal{L} ha una simmetria $U(1)$: $\varphi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \varphi(x)$.

Il potenziale classico $V(\varphi) = -\mu^2 \varphi^\dagger \varphi + \frac{\lambda}{4} (\varphi^\dagger \varphi)^2$ è instabile a $\varphi=0$ ma ha e- minimizzato

$$\text{per } \varphi^\dagger \varphi = \frac{2\mu^2}{\lambda} \equiv \frac{v^2}{2}$$

⇒ Adesso c'è un numero infinito di vuoti, che possiamo descrivere come

$$\langle 0_\theta | \varphi | 0_\theta \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} e^{i\theta}, \quad \forall \theta \in \mathbb{R}$$



Per simmetria, tutti i vuoti sono equivalenti.
È conveniente scegliere $\vartheta = 0$

$$\Rightarrow \langle 0 | \phi | 0 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} = \sqrt{\frac{2\mu^2}{\lambda}}$$

Descriviamo le fluttuazioni attorno al vuoto in coordinate POLARI:

$$\phi(x) \equiv \frac{v + \sigma(x)}{\sqrt{2}} e^{i \frac{\pi(x)}{f}} \quad \leftarrow \begin{array}{l} \text{costante} \\ \text{arbitraria} \end{array} \quad \Rightarrow \quad \phi^* \phi = \frac{(v + \sigma)^2}{2}$$

$\Rightarrow V(\phi)$ dipende solo da $\sigma(x)$.

$$\Rightarrow \mathcal{L} = \frac{1}{2} (d_\mu \sigma)^2 + \frac{1}{2} (d_\mu \pi)^2 \frac{1}{f^2} (v + \sigma)^2$$

$$- \left(-\frac{\mu^4}{\lambda} + \frac{1}{2} (2\mu^2) \sigma^2 + \frac{1}{2} \sqrt{\lambda} \mu \sigma^3 + \frac{1}{16} \lambda \sigma^4 \right) \} -V(\sigma)$$

Scegliendo $f = v$ il termine cinetico di $\pi(x)$ è normalizzato canonicamente.

Il campo $\pi(x)$ è a **MASSA NULLA** ed è il **Bosone di Goldstone** di questa teoria.

Partendo da $\varphi(x)$ complesso (2 gradi di libertà)
ora abbiamo:

$\sigma(x)$ - eccitazione radiale - $m_\sigma^2 = 2\mu^2$

$\pi(x)$ - " angolare \Rightarrow bosone di Goldstone $m_\pi = 0$.

La simmetria $\varphi \rightarrow e^{i\alpha} \varphi$ adesso è
realizzata non-linearmente come

$$\begin{aligned}\pi(x) &\rightarrow \pi(x) + f\alpha \\ \sigma(x) &\rightarrow \sigma(x)\end{aligned}$$

La presenza di un bosone di Goldstone
a massa nulla è una conseguenza
diretta e generale della rottura spontanea
della simmetria continua.

TEOREMA DI GOLDSTONE

Ad ogni rottura spontanea di una simmetria continua globale, corrisponde una particella scalare a massa nulla.

- "Ad ogni" : per ciascun generatore (indipendente) del gruppo di simmetria.
- "rottura spontanea" : \mathcal{L} è invariante ma il vuoto $|\Omega\rangle$ non lo è.
- "simmetria globale continua" : la simmetria deve essere descritta da un parametro costante (globale) e continuo, esempio : $e^{i\alpha}$, $\alpha = \text{const.}$

La particella a massa nulla che ne segue è il **bosone di Goldstone**.

Anche in una teoria che pare non avere scalari, come la QCD, se c'è una rottura spontanea di simmetria sappiamo che devono esserci dei scalari leggeri nello spettro. In QCD abbiamo la rottura della simmetria chirale \Rightarrow i PIONI sono i Goldstone.

PARENESI SUL POTENZIALE EFFETTIVO

L'azione effettiva $\Gamma(\Phi) = W[\bar{J}] - \int d^4x \Phi(x) \bar{J}(x)$,

con $\Phi(\bar{J}) = \frac{\delta W}{\delta \bar{J}}$ e $\bar{J} = - \frac{\delta \Gamma}{\delta \Phi}$,

è il funzionale generatore dei diagrammi $1PI$.

Nota che

$$\Phi(\bar{J}) = \frac{\langle 0 | \phi(x) | 0 \rangle_{\bar{J}}}{\langle 0 | 0 \rangle_{\bar{J}}} = - \frac{i}{Z[\bar{J}]} \frac{\delta}{\delta \bar{J}(x)} Z[\bar{J}] = \frac{\delta}{\delta \bar{J}(x)} W[\bar{J}]$$

$\Gamma(\Phi)$ è l'estensione dell'azione includendo tutte le correzioni quantistiche.

CLASSICAMENTE: $\frac{\delta \Gamma}{\delta \Phi} = 0 \rightarrow$ soluzioni di campo classiche

Mettendo a zero la corrente esterna

$$\left. \frac{\delta \Gamma}{\delta \Phi} \right|_{\bar{J}=0} = 0 \Rightarrow \text{Le soluzioni sono } \Phi(\bar{J}=0) = \frac{\langle 0 | \phi(x) | 0 \rangle}{\langle 0 | 0 \rangle} \equiv \phi_d(x).$$

Rappresentano le configurazioni del vuoto quantistico.

Affinche il vuoto sia invariante sotto traslazioni
cerchiamo soluzioni $\phi_{cl} = \text{const.}$

$$\Rightarrow \Gamma[\phi_{cl} = \text{const}] = - (VT) V_{\text{eff}}(\phi_{cl})$$

POTENZIALE
EFFETTIVO

$$\frac{\delta \Gamma}{\delta \phi_{cl}} = 0 \Leftrightarrow \boxed{\frac{\partial}{\partial \phi_{cl}} V_{\text{eff}}(\phi_{cl}) = 0}$$

La configuratione del vuoto quantistico e'
data dal minimo del potenziale effettivo.

DIMOSTRAZIONE - POTENZIALE EFFETTIVO

Supponiamo di avere N campi $\varphi^a(x)$

Il minimo di

$$V_{\text{eff}} \text{ è per } \varphi_0^a : \quad \left. \frac{\partial}{\partial \varphi^a} V_{\text{eff}} \right|_{\varphi^a(x) = \varphi_0^a} = 0$$

Espandendo V_{eff} attorno al minimo:

[Per semplicità chiamo $V_{\text{eff}} \equiv V$]

$$V(\varphi) = V(\varphi_0) + \frac{1}{2} (\varphi^a - \varphi_0^a) (\varphi^b - \varphi_0^b) \left(\frac{\partial^2}{\partial \varphi^a \partial \varphi^b} V \right)_{\varphi_0} + \dots$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \varphi^a \partial \varphi^b} V \right)_{\varphi_0} \equiv - \frac{1 \text{PI}}{\varphi_0^a \text{---} \bigcirc \text{---} \varphi_0^b} = - G_{ab}^{-1}(0) \equiv M_{ab}^2$$

↑
inverso del propagatore

- è una matrice simmetrica
- gli autovalori sono le masse dei campi scalari

Una trasformazione infinitesimale corrispondente ad una simmetria ha la forma

$$\varphi^a \rightarrow \varphi^a + \alpha \Delta^a(\varphi), \quad \alpha \ll 1$$

Essendo una simmetria, l'azione effettiva $\Gamma(\varphi)$ è invariante e quindi, per campi costanti, anche

V_{eff} è invariante:

$$V(\varphi^a) = V(\varphi^a + \alpha \Delta^a(\varphi)) = V(\varphi^a) + \alpha \Delta^a(\varphi) \frac{\partial}{\partial \varphi^a} V(\varphi)$$

$$\Rightarrow \Delta^a(\varphi) \frac{\partial}{\partial \varphi^a} V(\varphi) = 0$$

Derivando per φ^b e mettendo $\varphi = \varphi_0$ abbiamo:

$$0 = \left(\frac{\partial \Delta^a}{\partial \varphi^b} \right)_{\varphi_0} \underbrace{\left(\frac{\partial V}{\partial \varphi^a} \right)_{\varphi_0}}_0 + \Delta^a(\varphi_0) \left(\frac{\partial^2 V}{\partial \varphi^a \partial \varphi^b} \right)_{\varphi_0}$$

$$\Rightarrow \Delta^a(\varphi_0) \left(\frac{\partial^2 V}{\partial \varphi^a \partial \varphi^b} \right)_{\varphi_0} = 0$$

- Se il vuoto è invariante: $\varphi_0^a \rightarrow \varphi_0^a + \alpha \Delta^a(\varphi_0) \equiv \varphi_0^a$
 $\Rightarrow \Delta^a(\varphi_0) = 0$ e la relazione è soddisfatta $\forall M_{ab}^2$.
- Se il vuoto non è invariante allora $\Delta^a(\varphi_0) \neq 0$

$$\Rightarrow \Delta^a(\varphi_0) M_{ab}^2 = 0$$

$\Rightarrow \Delta^a(\varphi_0)$ è l'autovettore con autovalore di massa zero, ovvero il bosone di Goldstone.

DIMOSTRAZIONE - CARICHE CONSERVATE

Simmetria continua globale \Rightarrow corrente di Noether \bar{J}^μ

$$\phi_n(x) \xrightarrow{\Delta(\alpha)} \phi_n^{(\alpha)}(x) \quad \text{esempio} \quad = \phi_n(x) + i\alpha T_{nm} \phi_n(x)$$

\leftarrow generatore della simm.

\bar{J}^μ conservata sulle eq. del moto $\partial_\mu \bar{J}^\mu = 0$.

La carica $Q = \int d^3x \bar{J}_0(x) = \int d^3x \sum_m \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_m} \frac{\delta \phi_m}{\delta \alpha}$
è un operatore (II^a quantizzazione)

$$\pi_m \equiv \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \dot{\phi}_m} \quad \text{e} \quad [\phi_n(\vec{x}), \pi_m(\vec{y})] = i \delta^3(\vec{x} - \vec{y}) \delta_{nm} \quad \left[= T_{nm} \phi_m(\vec{y}) \right]$$

$$\Rightarrow [Q, \phi_n(\vec{y})] = \sum_m \int d^3x [\pi_m(\vec{x}), \phi_n(\vec{x})] \frac{\delta \phi_m(\vec{x})}{\delta \alpha} = -i \frac{\delta \phi_n(\vec{y})}{\delta \alpha}$$

Ovvero Q è il generatore della trasformazione di simmetria.

Dato che Q è conservata $[Q, H] = i d_t Q = 0$.

La simmetria è rotta spontaneamente se

$$Q|0\rangle \neq 0 \quad \Rightarrow \quad \text{il vuoto non è invariante.}$$

Se il vuoto ha energia E_0 , $H|0\rangle = E_0|0\rangle$

$$H(Q|0\rangle) = [H, Q]|0\rangle + QH|0\rangle = E_0 Q|0\rangle$$

$\Rightarrow Q|0\rangle$ è degenera con $|0\rangle$.

Possiamo sempre creare degli stati di momento \vec{p} a partire dal vuoto, con \mathcal{J}_0 :

$$|\pi(\vec{p})\rangle \equiv \frac{-zi}{f} \int d^3x e^{-i\vec{p}\cdot\vec{x}} \mathcal{J}_0(x) |0\rangle$$

Avranno in generale energia $E(\vec{p}) + E_0$.

$$|\pi(0)\rangle = \frac{-zi}{f} Q |0\rangle \quad \begin{array}{l} \text{e' proporzionale a } Q|0\rangle \\ \text{che e' degenera con } |0\rangle \end{array}$$

\Downarrow
ha energia E_0 \leftarrow

$$\Rightarrow E(\vec{p}) \rightarrow 0 \quad \text{per } \vec{p} \rightarrow 0,$$

quindi $E(\vec{p})$ soddisfa la relazione di dispersione di uno stato a massa nulla.

$\Rightarrow |\pi\rangle$ ha massa nulla \Rightarrow bosone di Goldstone.

MECCANISMO DI HIGGS

Riprendiamo la teoria del campo scalare complesso $\phi(x)$, invariante sotto $\phi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \phi(x)$, $\alpha \sim \text{const}$, ed accoppiamo ϕ ad un fotone A_μ :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 + (D_\mu \phi)^* (D^\mu \phi) - m^2 |\phi|^2 - \frac{\lambda}{4} |\phi|^4$$

dove $D_\mu \phi = d_\mu \phi + ie A_\mu \phi$

$\Rightarrow \mathcal{L}$ è invariante sotto
$$\begin{cases} \phi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \phi(x) \\ A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{e} d_\mu \alpha(x) \end{cases}$$

Per $m^2 = -\mu^2 < 0$, come prima, la componente globale della simmetria $U(1)$ è rotta spontaneamente:

$$|\langle \phi \rangle| = \frac{v}{\sqrt{2}} = \sqrt{\frac{2\mu^2}{\lambda}}$$

Definiamo come prima
$$\phi(x) = \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} e^{i\frac{\pi(x)}{v}}$$

La Lagrangiana diventa:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 + \frac{1}{2} e^2 v^2 \left(A_\mu + \frac{1}{ev} \partial_\mu \tilde{\pi} \right) \left(A^\mu + \frac{1}{ev} \partial^\mu \tilde{\pi} \right) \left(1 + \frac{h}{v} \right)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu h)^2 - \left(-\frac{\mu^4}{\lambda} + \frac{1}{2} (2\mu^2) h^2 + \frac{1}{2} \sqrt{\lambda} \mu h^3 + \frac{\lambda}{16} h^4 \right)$$

- Dal termine $\mathcal{L} \supset \frac{1}{2} e^2 v^2 A_\mu A^\mu$ sembra che il fotone abbia preso una massa, ma c'è un mescolamento con $\partial_\mu \tilde{\pi}$
- $\tilde{\pi}(x)$ non ha un termine di massa
- $m_h^2 = 2\mu^2 = \frac{\lambda v^2}{2}$ ← massa del bosone di Higgs.

Sotto una trasformazione di gauge

$$\begin{cases} A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha \\ \tilde{\pi} \rightarrow \tilde{\pi}' = \tilde{\pi} + v \alpha \\ h \rightarrow h \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{GAUGE UNITARIA} \\ \text{per } \alpha = -\frac{\tilde{\pi}(x)}{v} \end{array} \quad \Rightarrow \begin{array}{l} \tilde{\pi}'(x) = 0 \\ A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{ev} \partial_\mu \tilde{\pi}(x) \end{array}$$

Chiamando $A' \equiv A$:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 + \frac{1}{2} m_A^2 A_\mu A^\mu + \frac{1}{2} (\partial_\mu h)^2 - V(h)$$

- Bosone massivo $m_A^2 = e^2 v^2$
- Scalare massivo di Higgs : $m_h^2 = \frac{1}{2} \lambda v^2$

Un bosone massivo ha 3 gradi di libertà, le 2 polarizzazioni trasverse + 1 longitudinale. Queste corrispondono alle 2 trasverse del fotone massless ed una del bosone di Goldstone π .

\Rightarrow Il bosone di gauge ha "mangiato" il bosone di Goldstone, diventando la sua polarizzazione longitudinale.

MASSE DEI FERMIONI CHIRALI

Prendiamo una teoria di gauge tipo QCD in cui le componenti left e right del fermione hanno carica diversa [vedi nota]

$$\psi_L = \begin{pmatrix} 1 \\ 2 \end{pmatrix} : Q_L = -1$$

$$\psi_R = \begin{pmatrix} 0 \\ 2 \end{pmatrix} : Q_R = 0$$

$$\mathcal{L}_{\text{ferm, cinetico}} = \bar{\psi}_L i \not{\partial} \psi_L + \bar{\psi}_R i \not{\partial} \psi_R$$

$$D_\mu \psi_L = \partial_\mu \psi_L + ie Q_L A_\mu \psi_L$$

Dato che il termine di massa

$$\mathcal{L} \supset -m (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) \text{ è vietato dalla simmetria}$$

Come facciamo a dare massa al fermione?

⇒ Aggiungiamo un campo scalare complesso con massa negativa, come nel modello di Higgs.

$$\phi(x), \quad Q = +1$$

$$\Rightarrow |\langle \phi \rangle| = \frac{v}{\sqrt{2}} = \sqrt{\frac{2\mu^2}{\lambda}}$$

Ora possiamo scrivere un termine di Lagrangiana:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\gamma \phi^* \bar{\psi}_L \psi_R - \gamma \phi \bar{\psi}_R \psi_L, \quad \gamma > 0$$

$$= -\underbrace{\frac{\gamma v}{\sqrt{2}}}_{m_f} \underbrace{(\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L)}_{\bar{\psi}\psi} \left(1 + \frac{h(x)}{v}\right) \quad \leftarrow \begin{array}{l} \text{Nella gauge} \\ \text{unitaria} \end{array} \quad (\pi(x)=0)$$

⇒ La massa del fermione è data da $m_f = \frac{\gamma v}{\sqrt{2}}$

L'interazione con l'Higgs è  = $-\frac{\gamma}{\sqrt{2}}$

(* Nota: teorie come questa, in cui i fermioni left- e right-handed hanno carica $U(1)$ diversa possono essere inconsistenti a causa dell' ANOMALIA DI GAUGE. Questo caso infatti soffre di questo e va preso solamente come un esempio illustrativo per la Lagrangiana di Yukawa. Nel Modello Standard le anomalie di gauge si cancellano grazie alla presenza di quark e leptoni con specifiche cariche $U(1)$).