Introducción (breve) a las teorías gauge

Mauricio Bustamante

Pontificia Universidad Católica del Perú

12 de Noviembre del 2010

Contenido

Contenido

teoría cuántica de campos $=$ mecánica cuántica $+$ relatividad especial

Describe:

- creación y aniquilación de partículas
- las interacciones entre ellas

e.g., Modelo Estándar: describe todas las partículas elementales conocidas (hasta energías de ~ 1 TeV)

Veremos:

- cómo se construye una teoría cuántica de campos sencilla (QED)
- cómo el mecanismo de Higgs genera las masas de los bosones masivos

teoría cuántica de campos = mecánica cuántica + relatividad especial

Describe:

- creación y aniquilación de partículas
- las interacciones entre ellas

e.g., Modelo Estándar: describe todas las partículas elementales conocidas (hasta energías de ~ 1 TeV)

Veremos:

- cómo se construye una teoría cuántica de campos sencilla (QED)
- cómo el mecanismo de Higgs genera las masas de los bosones masivos

teoría cuántica de campos $=$ mecánica cuántica $+$ relatividad especial

Describe:

- creación y aniquilación de partículas
- las interacciones entre ellas

e.g., Modelo Estándar: describe todas las partículas elementales conocidas (hasta energías de ~ 1 TeV)

Veremos:

- cómo se construye una teoría cuántica de campos sencilla (QED)
- cómo el mecanismo de Higgs genera las masas de los bosones masivos

teoría cuántica de campos $=$ mecánica cuántica $+$ relatividad especial

Describe:

- creación y aniquilación de partículas
- las interacciones entre ellas

e.g., Modelo Estándar: describe todas las partículas elementales conocidas (hasta energías de $\sim$ 1 TeV)

Veremos:

- cómo se construye una teoría cuántica de campos sencilla (QED)
- cómo el mecanismo de Higgs genera las masas de los bosones masivos

teoría cuántica de campos $=$ mecánica cuántica $+$ relatividad especial

Describe:

- creación y aniquilación de partículas
- las interacciones entre ellas

e.g., Modelo Estándar: describe todas las partículas elementales conocidas (hasta energías de $\sim$ 1 TeV)

Veremos:

- cómo se construye una teoría cuántica de campos sencilla (QED)
- cómo el mecanismo de Higgs genera las masas de los bosones masivos

teoría cuántica de campos $=$ mecánica cuántica $+$ relatividad especial

Describe:

- creación y aniquilación de partículas
- las interacciones entre ellas

e.g., Modelo Estándar: describe todas las partículas elementales conocidas (hasta energías de $\sim$ 1 TeV)

Veremos:

- cómo se construye una teoría cuántica de campos sencilla (QED)
- cómo el mecanismo de Higgs genera las masas de los bosones masivos

Recordemos la formulación Lagrangiana de la mecánica clásica:

$$L = T - U$$

Energía cinética: $T(q_i, \dot{q}_i) = \frac{1}{2} m \left| \overrightarrow{\dot{q}} \right|^2$

Energía potencial: $U = U(q_i)$

$q_1 = x$, $q_2 = y$, $q_3 = z$, $\dot{q}_1 = v_x$, $\dot{q}_2 = v_y$, $\dot{q}_3 = v_z$

Del principio variacional,

$$\delta \int L(q_i, \dot{q}_i)\, dt = 0 \; ,$$

se deducen las ecuaciones de Euler-Lagrange:

$$\boxed{\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) = \frac{\partial L}{\partial q_i}} \; .$$

Contenido

En teoría de campos, las variables dinámicas son ahora los campos $\phi_i\left(t, \overrightarrow{x}\right) \equiv \phi_i\left(x\right)$ que describen a las partículas.

Introducimos la “densidad Lagrangiana”

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}\left[\phi_i\left(t, \overrightarrow{x}\right), \partial_\mu \phi_i\left(t, \overrightarrow{x}\right)\right]$$

a partir de la cual el Lagrangiano se calcula como

$$L = \int \mathcal{L}\, dx^4 \; .$$

Ecuaciones de Euler-Lagrange:

Antes

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) = \frac{\partial L}{\partial q_i}$$

Ahora

$$\partial_\mu\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial\left(\partial_\mu \phi_i\right)}\right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i}$$

En teoría de campos, las variables dinámicas son ahora los campos $\phi_i\left(t,\overrightarrow{x}\right)\equiv\phi_i\left(x\right)$ que describen a las partículas.

Introducimos la "densidad Lagrangiana"

$$\mathcal{L}=\mathcal{L}\left[\phi_i\left(t,\overrightarrow{x}\right),\partial_\mu\phi_i\left(t,\overrightarrow{x}\right)\right]$$

a partir de la cual el Lagrangiano se calcula como

$$L=\int\mathcal{L}\,dx^4\;.$$

Ecuaciones de Euler-Lagrange:

Antes

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial\dot{q}_i}\right)=\frac{\partial L}{\partial q_i}$$

Ahora

$$\partial_\mu\left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\left(\partial_\mu\phi_i\right)}\right)=\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\phi_i}$$

En teoría de campos, las variables dinámicas son ahora los campos $\phi_i\left(t, \overrightarrow{x}\right) \equiv \phi_i\left(x\right)$ que describen a las partículas.

Introducimos la "densidad Lagrangiana"

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}\left[\phi_i\left(t, \overrightarrow{x}\right), \partial_\mu \phi_i\left(t, \overrightarrow{x}\right)\right]$$

a partir de la cual el Lagrangiano se calcula como

$$L = \int \mathcal{L}\, dx^4 \, .$$

Ecuaciones de Euler-Lagrange:

Antes	Ahora
$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) = \frac{\partial L}{\partial q_i}$	$\partial_\mu\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial\left(\partial_\mu \phi_i\right)}\right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i}$

En teoría de campos, las variables dinámicas son ahora los campos $\phi_i\left(t, \overrightarrow{x}\right) \equiv \phi_i\left(x\right)$ que describen a las partículas.

Introducimos la "densidad Lagrangiana"

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}\left[\phi_i\left(t, \overrightarrow{x}\right), \partial_\mu \phi_i\left(t, \overrightarrow{x}\right)\right]$$

a partir de la cual el Lagrangiano se calcula como

$$L = \int \mathcal{L}\, dx^4 \, .$$

Ecuaciones de Euler-Lagrange:

Antes

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) = \frac{\partial L}{\partial q_i}$$

Ahora

$$\boxed{\partial_\mu\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial\left(\partial_\mu \phi_i\right)}\right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i}}$$

Lagrangiano de Klein-Gordon para un campo escalar (espín 0)

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \left(\partial_\mu \phi_i \right)} \right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i}$$

Supongamos un solo campo escalar ϕ y el Lagrangiano

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left(\partial_\mu \phi \right) \left(\partial^\mu \phi \right) - \frac{1}{2} m^2 \phi^2 \, .$$

Entonces:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \left(\partial_\mu \phi \right)} = \partial^\mu \phi \Rightarrow \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \left(\partial_\mu \phi \right)} \right) = \partial_\mu \partial^\mu \phi \equiv \Box \phi$$

y

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = -m^2 \phi \, .$$

Ecuación de Euler-Lagrange:

$$\boxed{\left(\Box + m^2 \right) \phi = 0} \, ,$$

que es la ecuación de Klein-Gordon que describe (en teoría cuántica de campos) una partícula de espín 0 y masa m.

Lagrangiano de Dirac para un campo espinorial (espín $1/2$)

Consideremos el campo espinorial ψ y el Lagrangiano

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

Tratamos a ψ y su adjunto, $\bar{\psi}$, como variables de campo independientes.

Ecuación de Euler-Lagrange para $\bar{\psi}$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \partial\mathcal{L}/\partial\left(\partial_\mu\bar{\psi}\right) = 0 \\ \partial\mathcal{L}/\partial\bar{\psi} = i\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\psi \end{array} \right. \Rightarrow \boxed{i\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\psi = 0} \ ,$$

que es la ecuación de Dirac.

Ecuación de Euler-Lagrange para ψ:

$$\boxed{i\partial_\mu\bar{\psi}\gamma^\mu + m\bar{\psi} = 0} \ ,$$

que el adjunto de la ecuación de Dirac.

Lagrangiano de Proca para un campo vectorial (espín 1)

Tomemos el campo vectorial A^μ, con el Lagragiano

$$\mathcal{L} = \frac{-1}{16\pi}\left(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu\right)\left(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu\right) + \frac{1}{8\pi} m^2 A^\nu A_\nu \ .$$

Calculamos

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial\left(\partial_\mu A\nu\right)} = \frac{-1}{4\pi}\left(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu\right) \quad \text{y} \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A_\nu} = \frac{1}{4\pi} m^2 A^\nu \ ,$$

con lo cual la ecuación de Euler-Lagrange queda

$$\boxed{\partial_\mu\left(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu\right) + m^2 A^\nu = 0} \ ,$$

que es la ecuación de Proca para una partícula de espín 1 y masa m.

Lagrangiano de Proca para un campo vectorial (espín 1) [cont.]

Si definimos

$$F^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \ ,$$

entonces podemos escribir

$$\mathcal{L} = \frac{-1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{8\pi} m^2 A^\nu A_\nu$$

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + m^2 A^\nu = 0 \ .$$

Si ponemos $m = 0$, la ecuación de Proca se reduce a las ecuaciones de Maxwell en el vacío:

el campo e.m. es un campo vectorial no masivo.

En mecánica clásica, L se deriva a partir de T y U: $L = T - U$.

En teoría de campos relativista, $\mathcal{L}$ es usualmente axiomático.

$\mathcal{L}$ se construye para poder reproducir las ecuaciones de campo deseadas: Klein-Gordon, Dirac, Proca, etc.

Hasta ahora hemos considerado sólo campos *libres*, sin fuentes ni interacciones. ▶

Lagrangiano de Maxwell para un campo vectorial no masivo con fuente J^μ

Supongamos

$$\mathcal{L} = \frac{-1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - J^\mu A_\mu \ ,$$

con $J^\mu = \left(\rho, \overrightarrow{J}\right)$ (la cuadricorriente) alguna función dada.

Ecuación de Euler-Lagrange:

$$\boxed{\partial_\mu F^{\mu\nu} = 4\pi J^\nu} \ ,$$

que son las ecuaciones no homogéneas de Maxwell, pues

$$F^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} .$$

Como $\partial_\nu \partial_\mu F^{\mu\nu} = \partial_\nu \partial_\mu \left(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu\right) = 0$, entonces

$$\partial_\nu J^\nu = 0 \text{ (ec. de continuidad)} \ ,$$

i.e., J^μ debe respetar la conservación de la carga.

Contenido

Invariancia gauge global

El Lagrangiano de Dirac,

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

es invariante bajo la transformación

$$\boxed{\psi \rightarrow e^{i\theta}\psi} \ ,$$

con θ real, dado que

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi \rightarrow e^{i\theta}\psi \\ \bar{\psi} \equiv \psi^\dagger\gamma^0 \rightarrow e^{-i\theta}\bar{\psi} \end{array} \right. \Rightarrow \left(e^{-i\theta}\bar{\psi}\right)\left(e^{i\theta}\psi\right) = \bar{\psi}\psi \ .$$

$\psi \rightarrow e^{i\theta}\psi$ se conoce como transformación gauge global o transformación de fase global.

Invariancia gauge local

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

Consideremos ahora que el factor de fase sea diferente en diferentes puntos del espacio-tiempo, i.e., $\theta = \theta\,(x)$ y

$$\boxed{\psi \to e^{i\theta(x)}\psi} \ .$$

$\mathcal{L}$ no es invariante bajo esta transformación gauge local, debido a la derivada de θ:

$$\partial_{\mu}\left(e^{i\theta}\psi\right) = i\,(\partial_{\mu}\theta)\,e^{i\theta}\psi + e^{i\theta}\partial_{\mu}\psi \ ,$$

con lo cual

$$\mathcal{L} \to \mathcal{L} - (\partial_{\mu}\theta)\,\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi \ .$$

¿Cómo hacer que $\mathcal{L}$ sea invariante bajo transformaciones gauge locales?

Conviene definir

$$\lambda(x) \equiv (1/q)\,\theta(x) \ ,$$

con q la carga de la partícula involucrada, de manera que, bajo $\psi \to e^{-iq\lambda(x)}\psi$,

$$\mathcal{L} \to \mathcal{L} + \left(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right)\partial_\mu\lambda \ .$$

Demandamos que el Lagrangiano completo sea invariante.

Dado que el Lagrangiano libre no lo es, debemos añadirle algo:

$$\boxed{\mathcal{L} = i\bar{\psi}\left(\gamma^\mu\partial_\mu - m\right)\psi - \left(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right)A_\mu} \ ,$$

donde A_μ es un nuevo campo ("campo gauge") que, bajo transformaciones gauge locales, transforma como

$$A_\mu \to A_\mu + \partial_\mu\lambda \ .$$

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\left(\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)\psi - \boxed{\left(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right) A_\mu}$$

Veamos ...

$$\mathcal{L} \;\rightarrow\; i\bar{\psi}\left(\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)\psi + \left(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right)\partial_\mu\lambda - \left(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right) A_\mu - \left(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right)\partial_\mu\lambda$$
$$= \mathcal{L}$$

El nuevo Lagrangiano sí es invariante bajo transformaciones gauge locales.

Tuvimos que introducir un nuevo campo vectorial A_μ que se acopla con ψ a través del término

Pero aún falta un término para describir al campo A_μ libre ▶

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\left(\gamma^\mu\partial_\mu - m\right)\psi - \boxed{\left(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right) A_\mu}$$

Veamos ...

$$\mathcal{L} \quad \rightarrow \quad i\bar{\psi}\left(\gamma^\mu\partial_\mu - m\right)\psi + \left(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right)\partial_\mu\lambda - \left(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right) A_\mu - \left(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right)\partial_\mu\lambda$$
$$= \mathcal{L}$$

El nuevo Lagrangiano sí es invariante bajo transformaciones gauge locales.

Tuvimos que introducir un nuevo campo vectorial A_μ que se acopla con ψ a través del término

Pero aún falta un término para describir al campo A_μ libre ▸

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\left(\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m\right)\psi - \boxed{\left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\right) A_{\mu}}$$

Veamos ...

$$\mathcal{L} \quad \rightarrow \quad i\bar{\psi}\left(\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m\right)\psi + \cancel{\left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\right)\partial_{\mu}\lambda} - \left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\right) A_{\mu} - \cancel{\left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\right)\partial_{\mu}\lambda}$$
$$= \mathcal{L}$$

El nuevo Lagrangiano sí es invariante bajo transformaciones gauge locales.

Tuvimos que introducir un nuevo campo vectorial A_{μ} que se acopla con ψ a través del término

Pero aún falta un término para describir al campo A_{μ} libre ▶

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\left(\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)\psi - \boxed{\left(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right) A_\mu}$$

Veamos ...

$$\mathcal{L} \quad \rightarrow \quad i\bar{\psi}\left(\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)\psi + \left(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right)\partial_\mu\lambda - \left(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right) A_\mu - \left(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right)\partial_\mu\lambda$$
$$= \mathcal{L}$$

El nuevo Lagrangiano sí es invariante bajo transformaciones gauge locales.

Tuvimos que introducir un nuevo campo vectorial A_μ que se acopla con ψ a través del término

Pero aún falta un término para describir al campo A_μ libre ▶

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\left(\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m\right)\psi - \boxed{\left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\right) A_{\mu}}$$

Veamos ...

$$\begin{aligned}\mathcal{L} \quad \rightarrow \quad & i\bar{\psi}\left(\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m\right)\psi + \left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\right)\partial_{\mu}\lambda - \left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\right) A_{\mu} - \left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\right)\partial_{\mu}\lambda \\ & = \mathcal{L}\end{aligned}$$

El nuevo Lagrangiano sí es invariante bajo transformaciones gauge locales.

Tuvimos que introducir un nuevo campo vectorial A_{μ} que se acopla con ψ a través del término

Pero aún falta un término para describir al campo A_{μ} libre ▶

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\left(\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m\right)\psi - \boxed{\left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\right)A_{\mu}}$$

Veamos ...

$$\mathcal{L} \;\rightarrow\; i\bar{\psi}\left(\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m\right)\psi + \left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\right)\partial_{\mu}\lambda - \left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\right)A_{\mu} - \left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\right)\partial_{\mu}\lambda$$
$$= \mathcal{L}$$

El nuevo Lagrangiano sí es invariante bajo transformaciones gauge locales.

Tuvimos que introducir un nuevo campo vectorial A_{μ} que se acopla con ψ a través del término

Pero aún falta un término para describir al campo A_{μ} libre ▶

Como A_μ es campo vectorial, lo describimos con el Lagrangiano de Proca:

$$\mathcal{L} = \frac{-1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{8\pi} m_A^2 A^\nu A_\nu \ .$$

$F^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ es invariante, pero $A^\nu A_\nu$, no:

$$A^\nu A_\nu \rightarrow A^\nu A_\nu + A^\nu \partial_\nu \lambda + \partial_\nu \lambda A^\nu + (\partial_\nu \lambda)^2 \ .$$

$\therefore$ el campo gauge debe ser no masivo ($m_A = 0$) para respetar invariancia de gauge local

¿Qué hemos hecho?

- Partimos del Lagrangiano de Dirac
- Impusimos invariancia gauge local
- Nos vimos forzados a introducir un campo vectorial no masivo (A^μ)

El Lagrangiano completo es entonces

$$\mathcal{L} = \underbrace{i\bar{\psi}\left(\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)\psi}_{\mathcal{L}_{\text{fermión}}} + \underbrace{\left[\frac{-1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}\right]}_{\mathcal{L}_{\text{bosón}}} - \underbrace{\left(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right) A_\mu}_{\mathcal{L}_{\text{int}}}$$

A^μ es el potencial e.m., que interactúa con el campo masivo ψ a través del acoplamiento $\left(q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right) A_\mu \equiv J^\mu A_\mu$, con J^μ la corriente de Dirac.

$\therefore$ la imposición de invariancia gauge local, aplicada al Lagrangiano libre de Dirac, genera toda la electrodinámica

Luego de cuantizar los campos ψ y A_μ, obtendríamos QED.

La transformación gauge global puede verse como la aplicación de una matriz 1×1 unitaria sobre ψ:

$$\psi \to U\psi \quad , \qquad \text{con } U^\dagger U = 1 \; ,$$

donde $U = e^{i\theta}$.

$U(1)$: grupo de todas estas matrices

Simetría involucrada: "invariancia gauge $U(1)$".

simetría local bajo ...	interacción descrita
$U(1)$	electromagnética
$SU(2)$	débil
$SU(3)$	fuerte

Model Estándar: invariante bajo $\boxed{SU(3) \times SU(2) \times U(1)}$

Contenido

Hasta ahora, los Lagrangianos que hemos considerado describen campos *clásicos*.

teoría clásica de campos $\xrightarrow{\text{segunda cuantización}}$ teoría cuántica de campos
(campos clásicos) (campos operadores)

Las *partículas* emergen como los "cuantos" de los campos asociados:

simetría	interacción	campo gauge	partícula asociada
$U(1)$	electromagnética	A^μ	fotón
$SU(2)$	débil	$W^\pm$, Z^0	bosones débiles
$SU(3)$	fuerte	$g_1, \ldots, g_8$	gluones

Veamos cómo encontrar las reglas de Feynman para un Lagrangiano dado ▶

Hasta ahora, los Lagrangianos que hemos considerado describen campos *clásicos*.

$$\text{teoría clásica de campos (campos clásicos)} \xrightarrow{\text{segunda cuantización}} \text{teoría cuántica de campos (campos operadores)}$$

Las *partículas* emergen como los “cuantos” de los campos asociados:

simetría	interacción	campo gauge	partícula asociada
$U(1)$	electromagnética	A^μ	fotón
$SU(2)$	débil	$W^\pm, Z^0$	bosones débiles
$SU(3)$	fuerte	$g_1, \ldots, g_8$	gluones

Veamos cómo encontrar las reglas de Feynman para un Lagrangiano dado ▶

Hasta ahora, los Lagrangianos que hemos considerado describen campos *clásicos*.

$$\begin{array}{ccc} \text{teoría clásica de campos} & \xrightarrow{\text{segunda cuantización}} & \text{teoría cuántica de campos} \\ \text{(campos clásicos)} & & \text{(campos operadores)} \end{array}$$

Las *partículas* emergen como los “cuantos” de los campos asociados:

simetría	interacción	campo gauge	partícula asociada
$U(1)$	electromagnética	A^μ	fotón
$SU(2)$	débil	$W^\pm$, Z^0	bosones débiles
$SU(3)$	fuerte	$g_1, \ldots, g_8$	gluones

Veamos cómo encontrar las reglas de Feynman para un Lagrangiano dado ▶

Hasta ahora, los Lagrangianos que hemos considerado describen campos *clásicos*.

$$\text{teoría clásica de campos (campos clásicos)} \xrightarrow{\text{segunda cuantización}} \text{teoría cuántica de campos (campos operadores)}$$

Las *partículas* emergen como los "cuantos" de los campos asociados:

simetría	interacción	campo gauge	partícula asociada
$U(1)$	electromagnética	A^μ	fotón
$SU(2)$	débil	$W^\pm$, Z^0	bosones débiles
$SU(3)$	fuerte	$g_1, \ldots, g_8$	gluones

Veamos cómo encontrar las reglas de Feynman para un Lagrangiano dado ▶

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{libre}} + \mathcal{L}_{\text{int}}$$

$\mathcal{L}_{\text{libre}}$: Klein-Gordon (espín 0), Dirac (espín $1/2$), Proca (espín 1), etc.

Lagrangiano libre $\rightarrow$ propagador
Términos de interacción $\rightarrow$ factores de vértice

Ecuaciones de campo libre:

	espacio de posición	espacio de momentum
Klein-Gordon	$\left(\partial_\mu \partial^\mu + m^2\right) \phi = 0$	$\left[p^2 - m^2\right] \phi = 0$
Dirac	$\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right) \psi = 0$	$\left[\not{p} - m\right] \psi = 0$
Proca	$\partial_\mu \left(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu\right) + m^2 A^\nu = 0$	$\left[\left(-p^2 + m^2\right) g_{\mu\nu} + p_\mu p_\nu\right] A^\nu = 0$

El propagador es el inverso del factor entre corchetes ($[\ldots]$) $\times i$:

Propagador de espín 0 : $\dfrac{i}{p^2 - m^2}$

Propagador de espín $\dfrac{1}{2}$: $\dfrac{i}{\not{p} - mc} = i\dfrac{\not{p} + m}{p^2 - m^2}$

Propagador de espín 1 : $\dfrac{-i}{p^2 - m^2}\left[g_{\mu\nu} - \dfrac{p_\mu p_\nu}{m^2}\right]$

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{libre}} + \mathcal{L}_{\text{int}}$$

$\mathcal{L}_{\text{libre}}$: Klein-Gordon (espín 0), Dirac (espín $1/2$), Proca (espín 1), etc.

Lagrangiano libre	$\rightarrow$	propagador
Términos de interacción	$\rightarrow$	factores de vértice

Ecuaciones de campo libre:

	espacio de posición	espacio de momentum
Klein-Gordon	$\left(\partial_\mu \partial^\mu + m^2\right)\phi = 0$	$\left[p^2 - m^2\right]\phi = 0$
Dirac	$\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)\psi = 0$	$\left[\not{p} - m\right]\psi = 0$
Proca	$\partial_\mu\left(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu\right) + m^2 A^\nu = 0$	$\left[\left(-p^2 + m^2\right)g_{\mu\nu} + p_\mu p_\nu\right]A^\nu = 0$

El propagador es el inverso del factor entre corchetes ($[\ldots]$) $\times i$:

$$\text{Propagador de espín 0}: \frac{i}{p^2 - m^2}$$

$$\text{Propagador de espín } \frac{1}{2}: \frac{i}{\not{p} - mc} = i\frac{\not{p} + m}{p^2 - m^2}$$

$$\text{Propagador de espín 1}: \frac{-i}{p^2 - m^2}\left[g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{m^2}\right]$$

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{libre}} + \mathcal{L}_{\text{int}}$$

$\mathcal{L}_{\text{libre}}$: Klein-Gordon (espín 0), Dirac (espín $1/2$), Proca (espín 1), etc.

$$\begin{array}{rcl} \text{Lagrangiano libre} & \rightarrow & \text{propagador} \\ \text{Términos de interacción} & \rightarrow & \text{factores de vértice} \end{array}$$

Ecuaciones de campo libre:

	espacio de posición	espacio de momentum
Klein-Gordon	$\left(\partial_\mu \partial^\mu + m^2\right) \phi = 0$	$\left[p^2 - m^2\right] \phi = 0$
Dirac	$\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right) \psi = 0$	$\left[\not{p} - m\right] \psi = 0$
Proca	$\partial_\mu \left(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu\right) + m^2 A^\nu = 0$	$\left[\left(-p^2 + m^2\right) g_{\mu\nu} + p_\mu p_\nu\right] A^\nu = 0$

El propagador es el inverso del factor entre corchetes ($[\ldots]$) $\times i$:

$$\text{Propagador de espín 0} : \frac{i}{p^2 - m^2}$$

$$\text{Propagador de espín } \frac{1}{2} : \frac{i}{\not{p} - mc} = i\frac{\not{p} + m}{p^2 - m^2}$$

$$\text{Propagador de espín 1} : \frac{-i}{p^2 - m^2}\left[g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{m^2}\right]$$

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{libre}} + \mathcal{L}_{\text{int}}$$

$\mathcal{L}_{\text{libre}}$: Klein-Gordon (espín 0), Dirac (espín $1/2$), Proca (espín 1), etc.

$$\begin{array}{rcl} \text{Lagrangiano libre} & \rightarrow & \text{propagador} \\ \text{Términos de interacción} & \rightarrow & \text{factores de vértice} \end{array}$$

Ecuaciones de campo libre:

	espacio de posición	espacio de momentum
Klein-Gordon	$\left(\partial_\mu \partial^\mu + m^2\right) \phi = 0$	$\left[p^2 - m^2\right] \phi = 0$
Dirac	$\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right) \psi = 0$	$\left[\not{p} - m\right] \psi = 0$
Proca	$\partial_\mu \left(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu\right) + m^2 A^\nu = 0$	$\left[\left(-p^2 + m^2\right) g_{\mu\nu} + p_\mu p_\nu\right] A^\nu = 0$

El propagador es el inverso del factor entre corchetes ($[\ldots]$) $\times i$:

Propagador de espín 0 : $\dfrac{i}{p^2 - m^2}$

Propagador de espín $\dfrac{1}{2}$: $\dfrac{i}{\not{p} - mc} = i\dfrac{\not{p} + m}{p^2 - m^2}$

Propagador de espín 1 : $\dfrac{-i}{p^2 - m^2}\left[g_{\mu\nu} - \dfrac{p_\mu p_\nu}{m^2}\right]$

Para hallar el propagador del fotón (espín 1 no masivo), volvamos a la ecuación de Maxwell para campo libre:

$$\partial_\mu \left(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu\right) = 0 \; .$$

Usamos la condición de Lorentz para determinar A^μ, i.e.,

$$\partial_\mu A^\mu = 0 \; ,$$

con lo que la ecuación de campo se reduce a

$$\partial^2 A^\nu = 0 \xrightarrow{p_\mu \to i\partial_\mu} \left(-p^2 g_{\mu\nu}\right) A^\nu = 0 \; .$$

Entonces, el propagador del fotón es:

$$\boxed{\text{Propagador de espín 1, no masivo} : -i\frac{g_{\mu\nu}}{p^2}}$$

Para obtener los factores de vértice:

- Escribimos $i\mathcal{L}_{\text{int}}$ en el espacio de momentum
- Los campos involucrados determinan la estructura de la interacción

e.g., para QED,

$$i\mathcal{L}_{\text{int}} = -i\left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\right)A_{\mu}$$

Tres campos involucrados ($\bar{\psi}$, ψ, A_{μ}): un fermión entrante, un fermión saliente y un fotón.

Para obtener el factor de vértice, "borramos" los campos:

$$-i\sqrt{4\pi}q\gamma^{\mu} \equiv ig_e\gamma^{\mu}$$

Para obtener los factores de vértice:

- Escribimos $i\mathcal{L}_{\text{int}}$ en el espacio de momentum
- Los campos involucrados determinan la estructura de la interacción

e.g., para QED,

$$i\mathcal{L}_{\text{int}} = -i\left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\right)A_{\mu}$$

Tres campos involucrados ($\bar{\psi}$, ψ, A_{μ}): un fermión entrante, un fermión saliente y un fotón.

Para obtener el factor de vértice, "borramos" los campos:

$$-i\sqrt{4\pi}q\gamma^{\mu} \equiv ig_e\gamma^{\mu}$$

Para obtener los factores de vértice:

- Escribimos $i\mathcal{L}_{\text{int}}$ en el espacio de momentum
- Los campos involucrados determinan la estructura de la interacción

e.g., para QED,

$$i\mathcal{L}_{\text{int}} = -i\left(q\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi\right)A_{\mu}$$

Tres campos involucrados ($\bar{\psi}$, ψ, A_{μ}): un fermión entrante, un fermión saliente y un fotón.

$\bar{\psi}$

Para obtener el factor de vértice, "borramos" los campos:

A_{μ}

$ig_e\gamma^{\mu}$

$$-i\sqrt{4\pi}q\gamma^{\mu} \equiv ig_e\gamma^{\mu}$$

ψ

Contenido

El término de masa

La invariancia gauge local ...

- funciona para interacciones e.m. y fuertes (fotón y gluones no masivos)
- no se cumple para interacciones débiles ($W^{\pm}$ y Z^0 masivos)

Problema: término de masa en $\mathcal{L}_{\text{Proca}}$ no es invariante –

$$\mathcal{L}_{\text{Proca}} = \frac{-1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{8\pi} m^2 A^{\nu} A_{\nu}$$

¿Podemos adaptar la invariancia gauge local para campos masivos?

Sí, usando ...

- rompimiento espontáneo de la simetría
- mecanismo de Higgs

Aprendamos primero a identificar el término de masa ▶

Consideremos el siguiente Lagrangiano para un escalar ϕ:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \phi\right)\left(\partial^\mu \phi\right) + e^{-(\alpha\phi)^2} \quad (\alpha \in \mathcal{R}) \ .$$

A primera vista, parece un campo no masivo.

Pero si expandimos ...

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \phi\right)\left(\partial^\mu \phi\right) + 1 \boxed{-\alpha^2\phi^2} + \frac{1}{2}\alpha^4\phi^4 - \frac{1}{6}\alpha^6\phi^6 + \dots$$

y comparamos con

$$\mathcal{L}_{\text{Klein-Gordon}} = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \phi\right)\left(\partial^\mu \phi\right) \boxed{-\frac{1}{2}m^2\phi^2} ,$$

vemos que el segundo término es un término de masa con

$$m = \sqrt{2}\alpha \ .$$

El término de masa puede estar “disfrazado”.

Para identificarlo, expandimos y buscamos el término de segundo orden en los campos (ϕ, ψ, A^μ, etc.).

Consideremos ahora

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \phi\right)\left(\partial^\mu \phi\right) \boxed{+\frac{1}{2}\mu^2\phi^2} - \frac{1}{4}\lambda^2\phi^4 \quad (\mu, \lambda \in \mathcal{R})$$

parece un término de masa, pero tiene el signo equivocado (¡*m* no puede ser imaginario!)

¿Qué hacer?

El cálculo de Feynman es un procedimiento perturbativo:

- partimos del estado base (el "vacío") – la configuración de energía mínima
- tratamos a los campos como perturbaciones al estado base

Para los Lagrangianos previos, $\phi = 0$ ha sido el estado base.

Para el nuevo $\mathcal{L}$, no; hallaremos cuál es ▶

Escribamos

$$\mathcal{L} = \mathcal{T} - \mathcal{U} \ ,$$

con

$$\text{término “cinético”} : \mathcal{T} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi$$

$$\text{término “potencial”} : \mathcal{U}(\phi) = -\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda^2\phi^4$$

El mínimo de $\mathcal{U}$ ocurre en

$$\phi = \pm\mu/\lambda.$$

Escribamos

$$\mathcal{L} = \mathcal{T} - \mathcal{U} \ ,$$

con

$$\text{término “cinético”} : \mathcal{T} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi$$
$$\text{término “potencial”} : \mathcal{U}\left(\phi\right) = -\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda^2\phi^4$$

El mínimo de $\mathcal{U}$ ocurre en

$$\phi = \pm\mu/\lambda.$$

Desviación respecto del estado base:

$$\eta \equiv \phi \pm \mu/\lambda$$

En términos de η,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) \boxed{-\mu^2 \eta^2} \pm \mu\lambda\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda^2\eta^4 + \frac{1}{4}\left(\mu^2/\lambda\right)^2$$

Este es el mismo Lagrangiano, escrito en forma distinta.

El segundo término es ahora un término de masa con signo correcto, para

$$\boxed{m = \sqrt{2}\mu}$$

Desviación respecto del estado base:

$$\eta \equiv \phi \pm \mu/\lambda$$

En términos de η,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \eta\right)\left(\partial^\mu \eta\right) -\mu^2\eta^2 \pm \mu\lambda\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda^2\eta^4 + \frac{1}{4}\left(\mu^2/\lambda\right)^2$$

Este es el mismo Lagrangiano, escrito en forma distinta.

El segundo término es ahora un término de masa con signo correcto, para

$\mu\lambda\eta^3 \equiv$ $\quad m = \sqrt{2}\,\mu$ $\quad \frac{1}{4}\lambda^2\eta^4 \equiv$

Rompimiento espontáneo de simetría

Para encontrar el término de masa:

- expresamos $\mathcal{L}$ en función de la perturbación respecto del estado base
- al hacer esto, hemos "roto" una simetría discreta de $\mathcal{L}$

Forma original:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \phi\right)\left(\partial^\mu \phi\right) + \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 - \frac{1}{4}\lambda^2\phi^4$$

$\longmapsto$ invariante bajo $\phi \to -\phi$

Forma en términos de η:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \eta\right)\left(\partial^\mu \eta\right) - \mu^2\eta^2 \pm \mu\lambda\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda^2\eta^4 + \frac{1}{4}\left(\mu^2/\lambda\right)^2$$

$\longmapsto$ no invariante bajo $\eta \to -\eta$

rompimiento espontáneo de simetría: el vacío elegido ($\phi = \mu/\lambda$) no tiene las mismas simetrías que $\mathcal{L}$

Veamos cómo se rompe espontáneamente una simetría continua.

Consideremos

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \phi_1\right)\left(\partial^\mu \phi_1\right) + \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \phi_2\right)\left(\partial^\mu \phi_2\right) + \frac{1}{2}\mu^2\left(\phi_1^2 + \phi_2^2\right) - \frac{1}{4}\lambda^2\left(\phi_1^2 + \phi_2^2\right)^2$$

Invariante ante rotaciones en el espacio ϕ_1, ϕ_2, i.e., $SO(2)$-simétrico.

Potencial:

$$\mathcal{U} = -\frac{1}{2}\mu^2\left(\phi_1^2 + \phi_2^2\right) + \frac{1}{4}\lambda^2\left(\phi_1^2 + \phi_2^2\right)^2$$

Los mínimos están sobre el círculo $\phi_{1\,\mathrm{min}}^2 + \phi_{2\,\mathrm{min}}^2 = \mu^2/\lambda^2$.

Escogemos un mínimo particular,

$$\phi_{1\,\mathrm{min}} = \mu/\lambda \quad , \qquad \phi_{2\,\mathrm{min}} = 0 \; ,$$

y definimos las fluctuaciones respecto de él:

$$\eta \equiv \phi_1 - \mu/\lambda \quad , \qquad \xi \equiv \phi_2 \; .$$

Con esto,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \;\; &= \;\; \left[\frac{1}{2}\left(\partial_\mu \eta\right)\left(\partial^\mu \eta\right) \; -\mu^2\eta^2\right] + \left[\frac{1}{2}\left(\partial_\mu \xi\right)\left(\partial^\mu \xi\right)\right] \\ & \quad + \left[\mu\lambda\left(\eta^3 + \eta\xi^2\right) - \frac{\lambda^2}{4}\left(\eta^4 + \xi^4 + 2\eta^2\xi^2\right)\right] + \mu^4/\left(4\lambda^2\right) \; . \end{aligned}$$

En esta forma, $\mathcal{L}$ ya no es invariante bajo $SO(2)$.

η es ahora masivo: $m_\eta = \sqrt{2}\mu$
Aparece un escalar no masivo, ξ ($m_\xi = 0$).

Teorema de Goldstone:
El rompimiento espontáneo de una simetría continua global siempre está acompañado de la aparición de uno o más campos escalares (espín 0) no masivos ("bosones de Goldstone").

Problema:
Los bosones escalares no masivos no existen en el conjunto de partículas elementales conocidas.

Solución:
El mecanismo de Higgs: rompimiento espontáneo de una simetría gauge local.

Teorema de Goldstone:
El rompimiento espontáneo de una simetría continua global siempre está acompañado de la aparición de uno o más campos escalares (espín 0) no masivos ("bosones de Goldstone").

Problema:
Los bosones escalares no masivos no existen en el conjunto de partículas elementales conocidas.

Solución:
El mecanismo de Higgs: rompimiento espontáneo de una simetría gauge local.

Teorema de Goldstone:

El rompimiento espontáneo de una simetría continua global siempre está acompañado de la aparición de uno o más campos escalares (espín 0) no masivos ("bosones de Goldstone").

Problema:

Los bosones escalares no masivos no existen en el conjunto de partículas elementales conocidas.

Solución:

El mecanismo de Higgs: rompimiento espontáneo de una simetría gauge local.

El mecanismo de Higgs

Escribamos

$$\phi \equiv \phi_1 + \phi_2 \Rightarrow \phi\phi^* = \phi_1^2 + \phi_2^2$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \phi\right)^* \left(\partial^\mu \phi\right) + \frac{1}{2}\mu^2 \left(\phi^* \phi\right) - \frac{1}{4}\lambda^2 \left(\phi^* \phi\right)^2$$

La simetría bajo $SO(2)$ se ha convertido en simetría bajo $U(1)$:

$$\phi \rightarrow e^{i\theta}\phi \ .$$

Para hacer a $\mathcal{L}$ invariante bajo transformaciones gauge locales

$$\phi \rightarrow e^{i\theta(x)}\phi \ ,$$

introducimos el campo gauge A^μ:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2}\left[\left(\partial_\mu - iqA_\mu\right)\phi^*\right]\left[\left(\partial^\mu + iqA_\mu\right)\phi\right] \\ &\quad + \frac{1}{2}\mu^2 \left(\phi^* \phi\right) - \frac{1}{4}\lambda^2 \left(\phi^* \phi\right)^2 - \frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \ . \end{aligned}$$

Definimos los nuevos campos

$$\eta \equiv \phi_1 - \mu/\lambda \quad , \qquad \xi \equiv \phi_2 \ ,$$

con lo cual

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} \;=\;& \left[\tfrac{1}{2}\left(\partial_\mu \eta\right)\left(\partial^\mu \eta\right) - \mu^2\eta^2\right] + \left[\tfrac{1}{2}\left(\partial_\mu \xi\right)\left(\partial^\mu \xi\right)\right] \\
&+ \left[-\tfrac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \tfrac{1}{2}\left(q\tfrac{\mu}{\lambda}\right)^2 A_\mu A^\mu\right] - 2i\left(\frac{\mu}{\lambda} q\right)\left(\partial_\mu \xi\right) A^\mu \\
&+ \left\{ q\left[\eta\left(\partial_\mu \xi\right) - \xi\left(\partial_\mu \eta\right)\right] A^\mu + \tfrac{\mu}{\lambda} q^2 \eta\left(A_\mu A^\mu\right) + \tfrac{1}{2} q^2\left(\xi^2 + \eta^2\right)\left(A_\mu A^\mu\right) \right.\\
&\qquad \left. -\lambda\mu\left(\eta^3 + \eta\xi^2\right) - \tfrac{1}{4}\lambda^2\left(\eta^4 + 2\eta^2\xi^2 + \xi^4\right)\right\} + \left(\frac{\mu^2}{2\lambda}\right)^2
\end{aligned}$$

Escalar con masa $m_\eta = \sqrt{2}\mu$

Bosón de Goldstone

Campo gauge libre A^μ masivo: $m_A = 2\sqrt{\pi}\,(q\mu/\lambda)$

Acoplamientos entre A^μ, η, ξ

Rotemos ϕ:

$$
\begin{aligned}
\phi \to \phi' &= (\cos\theta + i \operatorname{sen}\theta)(\phi_1 + \phi_2) \\
&= (\phi_1 \cos\theta - \phi_2 \operatorname{sen}\theta) + i(\phi_1 \operatorname{sen}\theta + \phi_2\cos\theta)
\end{aligned}
$$

Si escogemos $\theta = -\arctan(\phi_2/\phi_1)$, entonces ϕ' será real, i.e., $\xi' = \phi_2' = 0$.

En este gauge,

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L} = &\left[\frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2\eta^2\right] + \left[-\frac{1}{16\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}\left(q\frac{\mu}{\lambda}\right)^2 A_\mu A^\mu\right] \\
&+ \left\{\frac{\mu}{\lambda}q^2\eta(A_\mu A^\mu) + \frac{1}{2}q^2\eta^2(A_\mu A^\mu) - \lambda\mu\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda^2\eta^4\right\} \\
&+ \left(\frac{\mu^2}{2\lambda}\right)^2
\end{aligned}
$$

Eliminamos el bosón de Goldstone.
Nos quedamos con un escalar masivo η (el bosón de Higgs) y un campo gauge masivo A^μ $\to$ mecanismo de Higgs