

# Módulo de Teoría

## Clase 7, 11-02-2021

Anamaría Font V.

Universidad Central de Venezuela

LA-CoNGA-physics

[mattermost.redclara.net@afont](mailto:mattermost.redclara.net@afont)



Latin American alliance for  
Capacity building in Advanced physics  
**LA-CoNGA physics**



Cofinanciado por el  
programa Erasmus+  
de la Unión Europea



## Recap clase 6

campo escalar real libre cuántico

$$\phi(\vec{x}, t) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\vec{p}}}} (a_{\vec{p}} e^{-ip \cdot x} + a_{\vec{p}}^\dagger e^{ip \cdot x})$$

$$[a_{\vec{p}}, a_{\vec{p}'}] = [a_{\vec{p}}^\dagger, a_{\vec{p}'}^\dagger] = 0$$

$$[a_{\vec{p}}, a_{\vec{p}'}^\dagger] = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\vec{p} - \vec{p}')$$

$$H = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} E_{\vec{p}} a_{\vec{p}}^\dagger a_{\vec{p}} , \text{ estado de vacío } |0\rangle , a_{\vec{p}}|0\rangle = 0$$

espacio de estados de n-partículas

$$|0\rangle , |\vec{p}\rangle = \sqrt{2E_{\vec{p}}} a_{\vec{p}}^\dagger |0\rangle , |\vec{p}, \vec{k}\rangle = \sqrt{2E_{\vec{p}}} \sqrt{2E_{\vec{k}}} a_{\vec{p}}^\dagger a_{\vec{k}}^\dagger |0\rangle , \dots$$

$$H|0\rangle = 0 , H|\vec{p}\rangle = E_{\vec{p}}|\vec{p}\rangle , \vec{p}|\vec{p}\rangle = \vec{p}|\vec{p}\rangle , H|\vec{p}, \vec{k}\rangle = (E_{\vec{p}} + E_{\vec{k}})|\vec{p}, \vec{k}\rangle , \dots$$

$$\vec{p}|\vec{p}, \vec{k}\rangle = (\vec{p} + \vec{k})|\vec{p}, \vec{k}\rangle , \dots$$

## Causalidad

consideremos

obs. A en  $x$ , obs. B en  $y$

una medida en A no puede

afectar una medida en B

si A y B están causalmente

desconectados, i.e. una señal  
luminosa enviada desde A

no puede llegar a B.

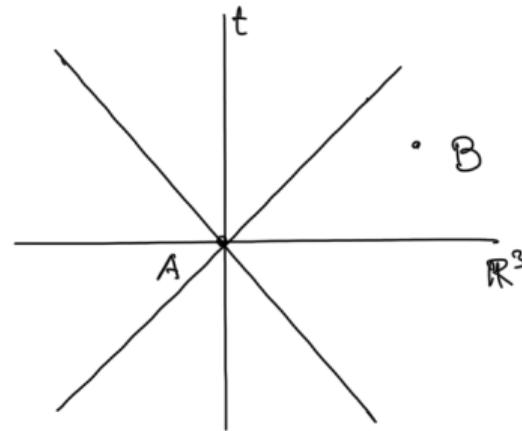
Para que la teoría sea causal

dos operadores  $O_A$  y  $O_B$  separados

espacialmente deben commutarse, i.e.

$$[O_A(x), O_B(y)] = 0 \quad \forall (x-y)^2 < 0$$

$$\text{En particular } [\phi(x), \phi(y)] = 0, \quad \forall (x-y)^2 < 0$$



A y B causalmente desconectados  
cuando  $(x-y)^2 < 0$

Para comprobarlo calculamos el commutador.

$$[\phi(x), \phi(y)] = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{4E_{\vec{p}} E_{\vec{k}}}} [a_{\vec{p}} e^{-ip \cdot x} + a_{\vec{p}}^\dagger e^{ip \cdot x}, a_{\vec{k}} e^{-ik \cdot y} + a_{\vec{k}}^\dagger e^{ik \cdot y}]$$

$$= \underbrace{[a_{\vec{p}}, a_{\vec{k}}^\dagger]}_{(2\pi)^3 \delta^{(3)}(\vec{p} - \vec{k})} e^{-ip \cdot x + ik \cdot y} - \underbrace{[a_{\vec{k}}, a_{\vec{p}}^\dagger]}_{(2\pi)^3 \delta^{(3)}(\vec{k} - \vec{p})} e^{ip \cdot x - ik \cdot y}$$

se obtiene

$$[\phi(x), \phi(y)] = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_{\vec{p}}} (e^{-ip \cdot (x-y)} - e^{ip \cdot (x-y)})$$

Propiedades

\* es invariante de Lorentz

\* no se anula para separación temporal,  $(x-y)^2 > 0$

E.g.  $[\phi(\vec{x}, t), \phi(\vec{x}, 0)] \sim e^{-imt} - e^{imt}$  para  $t \rightarrow \infty$

$e^{\mp ip \cdot (x-y)} \cdot \int \frac{d^3 p}{2E_{\vec{p}}}$  son invariantes

\* Se anula para  $(x-y)^2 < 0$ .

Se anula para  $x^0 = y^0 = t$ ,  $(x-y)^2 = -(\bar{x}-\bar{y})^2 < 0$

$$[\phi(\bar{x}, t), \phi(\bar{y}, t)] = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_{\vec{p}}} (e^{-i\vec{p} \cdot (\bar{x}-\bar{y})} - e^{i\vec{p} \cdot (\bar{x}-\bar{y})}) = 0$$

↑  
cambio de variable  $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$   
luego los 2 términos se cancelan

Notar que era de esperarse porque  
es el comutador a igual  $t$

Pero  $[\phi(x), \phi(y)]$  es invariante de Lorentz y solo puede depender de  $(x-y)^2$ , por lo tanto se anula para todo  $(x-y)^2 < 0$ .

La cancelación ocurre porque hay 2 términos, uno se debe a partículas y el otro a antipartículas

Para un campo escalar complejo  $\chi$  (denotado  $\chi$  para no confundir con  $\phi$  real)

$$\chi(x) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} (b_{\vec{p}}^- e^{-ip \cdot x} + c_{\vec{p}}^+ e^{ip \cdot x})$$

$$\chi^+(y) = \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_k}} (b_{\vec{k}}^+ e^{ik \cdot y} + c_{\vec{k}}^- e^{-ik \cdot y})$$

$$[\chi(x), \chi^+(y)] = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_p} \left( e^{-ip \cdot (x-y)} - e^{ip \cdot (x-y)} \right) = 0 \quad \text{para } (x-y)^2 < 0$$

Partícula propagándose  
de  $y$  a  $x$   
creada por  $b_{\vec{p}}^+$  en  $\chi^+(y)$

↓  
antipartícula de  $x$  a  $y$   
creada por  $c_{\vec{p}}^+$  en  $\chi(x)$

## Propagadores campo escalar real

Amplitud de una partícula para ir de  $y$  a  $x$ :  $\langle 0 | \phi(x) \phi(y) | 0 \rangle$

$$D(x-y) = \langle 0 | \phi(x) \phi(y) | 0 \rangle = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_p} e^{-ip \cdot (x-y)}$$

notar  $[\phi(x), \phi(y)] = D(x-y) - D(y-x)$

$D(x-y)$  no se cancela para  $(x-y)^2 < 0$

para  $x^0 = y^0$ ,  $\vec{x} - \vec{y} = \vec{r}$        $D = \frac{m}{4\pi^2 r} K_1(mr) \xrightarrow[r \rightarrow \infty]{} e^{-mr}$

## Propagador de Feynman campo escalar real

$$D_F(x-y) = \langle 0 | T \{ \phi(x) \phi(y) \} | 0 \rangle$$

ordenamiento temporal  $T$

$$T \{ \phi(x) \phi(y) \} = \begin{cases} \phi(x) \phi(y) , & x^0 > y^0 \\ \phi(y) \phi(x) , & x^0 < y^0 \end{cases}$$

$$T \{ \phi(x) \phi(y) \} = \phi(x) \phi(y) \Theta(x^0 - y^0) + \phi(y) \phi(x) \Theta(y^0 - x^0)$$

$$\Theta(u) = \begin{cases} 1 & u > 0 \\ 0 & u < 0 \end{cases}$$

$$D_F(x-y) = \begin{cases} \langle 0 | \phi(x) \phi(y) | 0 \rangle = D(x-y) & , \quad x^o > y^o \\ \langle 0 | \phi(y) \phi(x) | 0 \rangle = D(y-x) & , \quad x^o < y^o \end{cases}$$

$$D_F(x-y) = D(x-y) \Theta(x^o - y^o) + D(y-x) \Theta(y^o - x^o)$$

$$D(x-y) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_F} e^{-ip \cdot (x-y)}$$

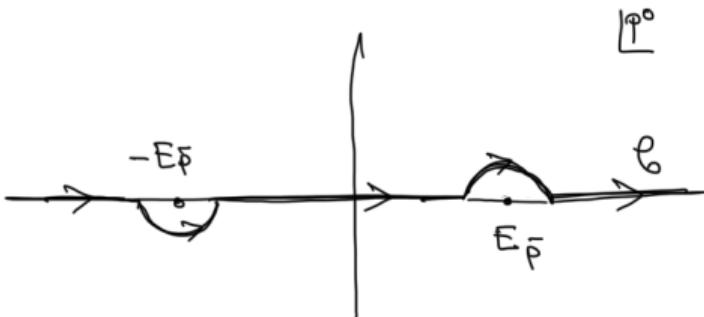
$D_F(x-y)$  es invariante de Lorentz

$$D_F(x-y) = \begin{cases} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_F} e^{-ip \cdot (x-y)} & , \quad x^o > y^o \\ \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_F} e^{ip \cdot (x-y)} & , \quad x^o < y^o \end{cases}$$

Se demuestra

$$D_F(x-y) = \int_C \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{i}{p^2 - m^2} e^{-ip \cdot (x-y)}$$

$$= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} e^{i\vec{p} \cdot (\vec{x}-\vec{y})} \int_C \frac{dp^0}{2\pi} \frac{i e^{-ip^0(x^0-y^0)}}{(p^0)^2 - \vec{p}^2 - m^2}$$

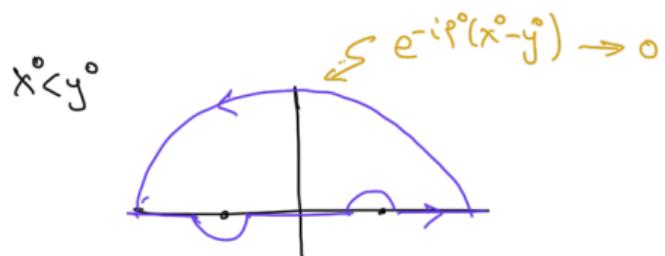


$$\frac{1}{(p^0)^2 - \vec{p}^2 - m^2} = \frac{1}{(p^0 + E_{\vec{p}})} \frac{1}{(p^0 - E_{\vec{p}})}$$

polos simples en  $p^0 = \pm E_{\vec{p}}$



se incluye el polo en  $p^0 = E_{\vec{p}}$



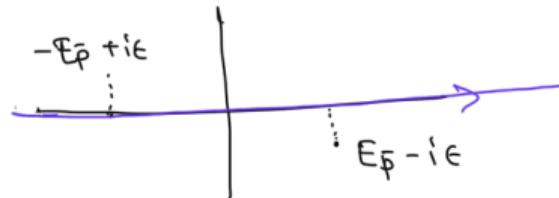
se incluye el polo en  $p^0 = -E_{\vec{p}}$

prescripción  $i\epsilon$

$$D_F(x-y) = \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} e^{-ip \cdot (x-y)} \quad \epsilon > 0, \text{ infinitesimal}$$

el efecto es mover los polos apropiadamente

$$(p^0)^2 - E_{\vec{p}}^2 + i\epsilon = 0 \Rightarrow \text{polos en } p^0 = \pm(E_{\vec{p}} - i\epsilon)$$



$x^0 > y^0$  se cierra por debajo, se incluye  $E_{\vec{p}} - i\epsilon \xrightarrow{\epsilon \rightarrow 0} E_{\vec{p}}$   
etc.

## Propagador de Feynman y función de Green

De la definición  $D_F(x-y) = \langle 0 | T\{\phi(x) \phi(y)\} | 0 \rangle$  se demuestra

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2) D_F(x-y) = (\partial_t^2 - \vec{\nabla}^2 + m^2) D_F(x-y) = -i \delta^{(4)}(x-y)$$

Menos formalmente

$$\begin{aligned} (\partial_t^2 - \vec{\nabla}^2 + m^2) D_F(x-y) &= \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{i}{p^2 - m^2} (-p^2 + m^2) e^{-ip \cdot (x-y)} \\ &= -i \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} e^{-ip \cdot (x-y)} = -i \delta^{(4)}(x-y) \end{aligned}$$

$D_F(x-y)$  es una función de Green de la ec. de Klein-Gordon

Existen otras funciones de Green, por ejemplo la retardada

$$D_R(x-y) = \Theta(x^0 - y^0) \langle 0 | [\phi(x), \phi(y)] | 0 \rangle$$

util para resolver ec. inhomogénea

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \phi(x) = J(x)$$

Cuantización del campo escalar real  
con interacciones

## Planteamiento

Hasta ahora:  $L = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2$ ,  $H = \int d^3x \left( \frac{1}{2} \pi^2 + \frac{1}{2} \bar{\nabla}^2 \phi + \frac{1}{2} m^2 \phi^2 \right)$   
 L y H libres

Cuantización  $H = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} E_p a_p^\dagger a_p$ , estados  $|0\rangle, |\vec{p}\rangle, |\vec{p}, \vec{k}\rangle, \dots$  libres

Para describir procesos de choques y decaimientos de partículas es necesario incluir interacciones, i.e. términos en H que pueden acoplar estados de diferentes números de partículas. Queremos entonces considerar  $H = H_0 + H_{\text{int}}$ , con  $H_0$  el Hamiltoniano libre.

Estudiaremos el ejemplo particular "lambda phi cuatro" ( $\lambda \phi^4$ )

$$L = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2 - \frac{\lambda}{4!} \phi^4 = L_0 + L_{\text{int}}, \quad L_{\text{int}} = -\frac{\lambda}{4!} \phi^4$$

Ec. de mov.  $(\partial_\mu \partial^\mu + m) \phi = -\frac{\lambda}{3} \phi^3$       no-lineal  
 ejercicio

Notemos que  $L_{int}$  no cambia  $\Pi = \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} = \dot{\phi}$ .

Podemos proceder con cuantización canónica en el cuadro de Schrödinger imponiendo  $[\phi(\bar{x}), \Pi(\bar{y})] = i\delta^{(3)}(\bar{x} - \bar{y})$ ,  $[\phi(\bar{x}), \phi(\bar{y})] = 0$ ,  $[\Pi(\bar{x}), \Pi(\bar{y})] = 0$

Nuevamente

$$\phi(\bar{x}) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\vec{p}}}} (a_{\vec{p}} e^{i\vec{p} \cdot \bar{x}} + a_{\vec{p}}^\dagger e^{-i\vec{p} \cdot \bar{x}}) \quad [a_{\vec{p}}, a_{\vec{p}'}] = [a_{\vec{p}}^\dagger, a_{\vec{p}'}^\dagger] = 0$$

$$[a_{\vec{p}}, a_{\vec{p}}^\dagger] = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\vec{p} - \vec{p}')$$

El problema está en pasar al cuadro de Heisenberg

porque solo  $[H_0, a_{\vec{p}}] = -E_{\vec{p}} a_{\vec{p}}$  y ahora  $H = H_0 + H_{int}$

¿qué hacer?

R: usar teoría de perturbaciones, i.e. considerar  $\lambda \ll 1$

se puede hacer porque  $\lambda$  es adimensional

Las dimensiones de masa son

$$[L] = 4, [\phi] = 1 \Rightarrow [\lambda] = 0$$

En principio  $L \supset \frac{\lambda_3}{3!} \phi^3$

$[\lambda_3] = 1$ , acople adimensional  $(\frac{\lambda_3}{E})$  decrece a altas energías

pero  $\frac{\lambda_5}{5!} \phi^5$  y términos de mayor orden son problemáticos

$[\lambda_5] = -1$ , acople adimensional  $(\lambda_5 E)$  crece a altas energías

lleva a una teoría no-renormalizable  
o incompleta a altas energías

Nos concentraremos en

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2 - \frac{\lambda}{4!} \phi^4 = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{\text{int}} , \quad \mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{\lambda}{4!} \phi^4$$

$$\mathcal{H} = \pi \dot{\phi} - \mathcal{L} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{\text{int}}$$

$$\mathcal{H}_0 = \frac{1}{2} \pi^2 + \frac{1}{2} (\bar{\nabla} \phi)^2 + \frac{1}{2} m^2 \phi^2 , \quad \mathcal{H}_{\text{int}} = \frac{\lambda}{4!} \phi^4$$

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{\text{int}}$$

$$\mathcal{H}_0 = \int d^3x \left( \frac{1}{2} \pi^2 + \frac{1}{2} (\bar{\nabla} \phi)^2 + \frac{1}{2} m^2 \phi^2 \right)$$

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = \int d^3x \frac{\lambda}{4!} \phi^4$$

## Expansión perturbativa

Eventualmente queremos obtener secciones eficaces y ratas de decaimiento. Antes es necesario calcular amplitudes de propagación. En particular

$$\langle \text{v} | T\{\phi(x) \phi(y)\} | \text{v} \rangle \quad \text{recordar} \quad \langle 0 | T\{\phi(x) \phi(y)\} | 0 \rangle = D_F(x-y)$$

$|\text{v}\rangle$  es el nuevo estado de vacío, en presencia de  $H_{\text{int}}$   
 $\phi(x)$  es el nuevo campo en el cuadro de Heisenberg

$$\phi(x) = e^{iHt} \phi(\bar{x}) e^{-iHt}$$

$\phi(x)$  y  $|\text{v}\rangle$  dependen de  $H_{\text{int}}$ . Empezaremos con  $\phi(x)$

la idea es usar que  $\lambda \ll 1$  para obtener  $\phi(\bar{x}, t)$  en una expansión en series en  $\lambda$  (expansión perturbativa)

A orden cero

$$\phi(\bar{x}, t) \Big|_{\lambda=0} = e^{iH_0 t} \phi(\bar{x}) e^{-iH_0 t} = \phi_I(\bar{x}, t)$$

campo en el cuadro de interacción

Notar que  $\phi_I(\bar{x}, t)$  coincide con el campo de Heisenberg libre

$$\phi_I(\bar{x}, t) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} (a_{\vec{p}} e^{-ip \cdot x} + a_{\vec{p}}^\dagger e^{ip \cdot x})$$

$$p = (p^0, \vec{p})$$

$$p^0 = E_{\vec{p}} = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}$$

Queremos relacionar  $\phi_I(\bar{x}, t)$  con el verdadero  $\phi(\bar{x}, t)$

$$\phi(\bar{x}, t) = e^{iHt} \phi(\bar{x}) e^{-iHt} = \underbrace{e^{iHt} e^{-iHt}}_{U^+(t, 0)} \underbrace{e^{iH_0 t} \phi(\bar{x}) e^{-iH_0 t}}_{\phi_I(\bar{x}, t)} \underbrace{e^{iH_0 t} e^{-iHt}}_{U(t, 0)}$$

$$\phi(\bar{x}, t) = U^+(t, 0) \phi_I(\bar{x}, t) U(t, 0) , \quad U(t, 0) = e^{iH_0 t} e^{-iH_0 t}$$

N.B. Comparando con Peskin + Schroeder, aquí se ha escogido  $t_0 = 0$

Más generalmente consideramos

$$U(t, t') = e^{iH_0 t} e^{-iH(t-t')} e^{-iH_0 t'}, \quad U(t', t') = 1$$

operador de evolución en cuadro de interacción

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} &= \left[ i H_0 e^{iH_0 t} e^{-iH(t-t')} + e^{iH_0 t} (-iH) e^{-iH(t-t')} \right] e^{-iH_0 t'} \\ &= -i e^{iH_0 t} (H - H_0) e^{-iH(t-t')} e^{-iH_0 t'} \\ &= -i \underbrace{e^{iH_0 t} H_{\text{int}} e^{-iH_0 t}}_{H_I(t)} \underbrace{e^{iH_0 t} e^{-iH(t-t')} e^{-iH_0 t'}}_{U(t, t')} \end{aligned}$$

$$i \frac{\partial U(t,t')}{\partial t} = H_I(t) U(t,t')$$

$$H_I(t) = e^{iH_0 t} H_{\text{int}} e^{-iH_0 t}$$

$$U(t',t') = 1$$

La solución ingenua  $U(t,t') = \exp(-i \int_{t'}^t dt'' H_I(t''))$  no funciona

$$1 - i \int_{t'}^t dt_1 H_I(t_1) + \frac{(-i)^2}{2} \int_{t'}^t dt_1 H_I(t_1) \int_{t'}^t dt_2 H_I(t_2) + \dots$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} \left( \quad \right) = H_I(t) - \frac{i}{2} \left[ H_I(t) \int_{t'}^t dt_2 H_I(t_2) + \int_{t'}^t dt_1 H_I(t_1) H_I(t) \right] + \dots$$

Si se pudiera funcionaria  
Pero  $[H_I(t_1), H_I(t)] \neq 0$   
 $t \neq t_1$

La solución correcta es la fórmula de Dyson

$$U(t, t') = T \left\{ \exp \left( -i \int_{t'}^t dt'' H_I(t'') \right) \right\}$$

satisface  
 $U(t, t') = 1$

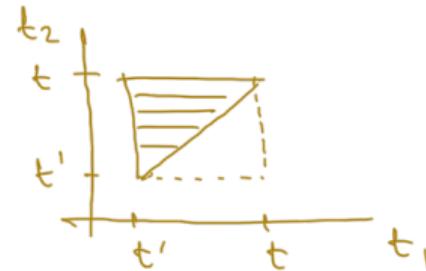
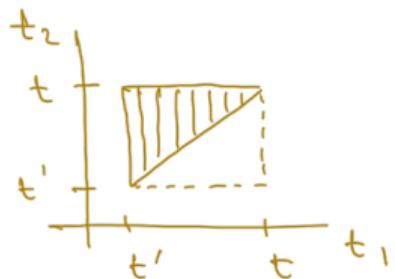
$$U(t, t') = 1 - i \int_{t'}^t dt_1 H_I(t_1) + \frac{(-i)^2}{2} T \left\{ \left\{ \int_{t'}^t dt_1 H_I(t_1) \int_{t'}^t dt_2 H_I(t_2) \right\} + \dots \right\}$$



$$\begin{aligned} & T \left\{ \int_{t'}^t dt_1 H_I(t_1) \left( \int_{t'}^{t_1} dt_2 H_I(t_2) + \int_{t_1}^t dt_2 H_I(t_2) \right) \right\} \\ &= \int_{t'}^t dt_1 \int_{t'}^{t_1} dt_2 H_I(t_1) H_I(t_2) + \int_{t'}^t dt_1 \int_{t_1}^t dt_2 H_I(t_2) H_I(t_1) \end{aligned}$$

↑ son iguales! ↑

$$\int_{t'}^t dt_1 \int_{t_1}^t dt_2 H_I(t_2) H_I(t_1) = \int_{t'}^t dt_2 \int_{t'}^{t_2} dt_1 H_I(t_2) H_I(t_1)$$



Además  $\int_{t'}^t dt_2 \int_{t'}^{t_2} dt_1 H_I(t_2) H_I(t_1) = \int_{t'}^t dt_1 \int_{t'}^{t_1} dt_2 H_I(t_1) H_I(t_2)$

Al final

$$U(t, t') = 1 - i \int_{t'}^t dt_1 H_I(t_1) + (-i)^2 \int_{t'}^t dt_1 \int_{t'}^{t_1} dt_2 H_I(t_1) H_I(t_2) + \dots$$

orden  $\lambda^2$       orden  $\lambda^2$

Ya tenemos  $\phi(\bar{x}, t) = \hat{U}(t, 0) \phi_I(\bar{x}, t) U(t, 0)$

$$\phi_I(\bar{x}, t) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} (a_{\vec{p}} e^{-ip \cdot \bar{x}} + a_{\vec{p}}^\dagger e^{ip \cdot \bar{x}})$$

Falta demostrar la fórmula

$$i \frac{\partial}{\partial t} T \left\{ \exp \left( -i \int_{t'}^t dt'' H_I(t'') \right) \right\} = T \left\{ H_I(t) \exp \left( -i \int_{t'}^t dt'' H_I(t'') \right) \right\}$$

$\xrightarrow{\text{porque } t \text{ es el mayor, siendo el límite superior en la integral}}$

$$= H_I(t) T \left\{ \exp \left( -i \int_{t'}^t dt'' H_I(t'') \right) \right\}$$

porque  $t$  es el mayor,  
siendo el límite superior  
en la integral

$$i \frac{\partial U(t, t')}{\partial t} = H_I(t) U(t, t')$$

No perder de vista

\*  $H_I(t) = e^{iH_0 t} H_{int} e^{-iH_0 t}$  depende de  $\phi_I(\vec{x}, t) = e^{iH_0 t} \phi(\vec{x}) e^{-iH_0 t}$

en  $\lambda \phi^4$   $H_{int} = \int d^3x \frac{\lambda}{4!} \phi^4(\vec{x}) \Rightarrow H_I(t) = \int d^3x \frac{\lambda}{4!} \phi_I^4(\vec{x}, t)$

\* El resultado es general, se aplica en otros casos.

Ej. campo escalar real  $\phi$  + campo escalar complejo  $X$

$$\mathcal{L} = \partial_\mu X^* \partial^\mu X - M^2 X^* X + \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \underbrace{\frac{1}{2} m^2 \phi^2 - g \phi X^* X}_{\mathcal{L}_{int}}$$

$$H_{int} = g \phi X^* X \quad H_I = g \int d^3x X_I^+ X_I \phi_I$$

$$\sim (b^+ + c)(c + b^+) (a + a^+) \supset b^+ c^+ a$$

$H_I$  describe decaimientos y choques  
orden  $g$

orden  $g^2$

$a^+ |_{10} \rangle \quad \langle b^+ c^+ |_{10} \rangle$



<http://laconga.redclara.net>



[contacto@laconga.redclara.net](mailto:contacto@laconga.redclara.net)



lacongaphysics



Latin American alliance for  
Capacity buildiNG in Advanced physics

LA-CoNGA physics



Cofinanciado por el  
programa Erasmus+  
de la Unión Europea

El apoyo de la Comisión Europea para la producción de esta publicación no constituye una aprobación del contenido, el cual refleja únicamente las opiniones de los autores, y la Comisión no se hace responsable del uso que pueda hacerse de la información contenida en la misma.