

# Módulo de Teoría

## 21-02-2023

Anamaría Font V.

Universidad Central de Venezuela

LA-CoNGA-physics

`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

UAN  
UNIVERSIDAD NACIONAL



UNIVERSIDAD  
NACIONAL DE  
INGENIERÍA

UNMSM



UNIVERSIDAD VENEZOLANA

Université  
de Paris

TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DRESDEN

UNIVERSITÄT  
DUISBURG  
ESSEN



CLARA

DBACCESS

frontier x  
ANALYTICS

# Introducción a Teoría Cuántica de Campos

## Programa del curso

- Semanas 1-4 – Mario Caicedo
  - Temas básicos: relatividad especial, mecánica clásica, mecánica cuántica, teoría clásica de campos
  - Cuantización del campo escalar libre
  - Cuantización del campo escalar con interacciones
  - Reglas de Feynman y amplitudes
  - Regularización
- Semanas 5-6<sup>+</sup> – Anamaría Font
  - Renormalización
  - Ruptura espontánea de simetría

## Bibliografía

- M. Peskin, D. Schroeder, An Introduction to Quantum Field Theory.
- D. Tong, Lectures on Quantum Field Theory.  
<https://www.damtp.cam.ac.uk/user/tong/qft.html>
- A. Zee, Quantum Field Theory in a Nutshell.
- M. Schwartz, Quantum Field Theory and the Standard Model
- P. Ramond, Field Theory: A Modern Primer.
- M. Thomson, Modern Particle Physics

## Evaluación

- Tareas semanales

## Horas de consulta via Zoom

- A. Font (@afont, anafont@yahoo.com): jueves/viernes, 10am – 11pm COT

Horarios

10 am-12 m COT

Martes 21-2

Jueves 23-2

Lunes 27-2

Miércoles 1-3

Viernes 3-3

Martes 7-3

# Resumen 1\*

## Campo escalar real libre

Causalidad

Propagador de Feynman

\* resumen basado en notas de N. Bernal

## Campo escalar real libre cuántico:

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

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

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

destruye partícula  
de energía  $E_{\vec{p}}$

crea partícula  
de energía  $E_{\vec{p}}$

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

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

## espacio de estados de $n$ partículas

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

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

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

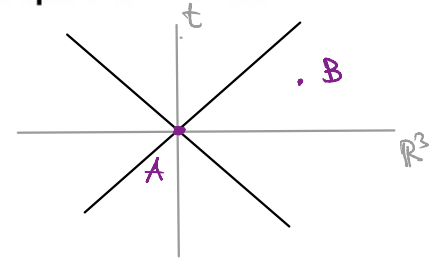
## Causalidad:

Consideremos dos observadores  $A$  en  $x$  y  $B$  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 conmutar, i.e.  $[\mathcal{O}_A(x), \mathcal{O}_B(y)] = 0, \quad \forall (x - y)^2 < 0$

en particular  $[\phi(x), \phi(y)] = 0, \quad \forall (x - y)^2 < 0$



Para comprobarlo calculamos el conmutador

$$[\phi(x), \phi(y)] = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\vec{p}}}} \frac{1}{\sqrt{2E_{\vec{k}}}} \underbrace{\left[ a_{\vec{p}} e^{-ix \cdot p} + a_{\vec{p}}^\dagger e^{ix \cdot p}, a_{\vec{k}} e^{-iy \cdot k} + a_{\vec{k}}^\dagger e^{iy \cdot k} \right]}_{\underbrace{\left[ a_{\vec{p}}, a_{\vec{k}}^\dagger \right]}_{(2\pi)^3 \delta^{(3)}(\vec{p} - \vec{k})} e^{-ix \cdot p + iy \cdot k} - \underbrace{\left[ a_{\vec{k}}, a_{\vec{p}}^\dagger \right]}_{(2\pi)^3 \delta^{(3)}(\vec{k} - \vec{p})} e^{ix \cdot p - iy \cdot k}}$$

se obtiene

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

ejercicio

→ Sí se anula para separación espacial,  $(x - y)^2 < 0$

e.g.  $x^0 = y^0$ ,  $(x - y)^2 = -(\vec{x} - \vec{y})^2 < 0$

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

← luego de cambio de variable  $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$

Era de esperarse porque es el conmutador a igual  $t$  :-)

$$[a_{\vec{p}}, a_{\vec{p}'}] = [a_{\vec{p}}^\dagger, a_{\vec{p}'}^\dagger] = 0 \quad \rightarrow \quad [\phi(\vec{x}), \phi(\vec{y})] = 0$$

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 dos términos,  
uno se debe a partículas y el otro a antipartículas



## Para un campo escalar complejo $\chi$

$$\chi(x) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\vec{p}}}} \left( b_{\vec{p}} e^{-ix \cdot p} + c_{\vec{p}}^\dagger e^{ix \cdot p} \right)$$

$$\chi^*(y) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\vec{k}}}} \left( b_{\vec{k}}^\dagger e^{-iy \cdot k} + c_{\vec{k}} e^{iy \cdot k} \right)$$

ejercicio

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

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

Anti-partícula propagándose de x a y  
creada por  $c_{\vec{p}}^\dagger$  en  $\chi(x)$

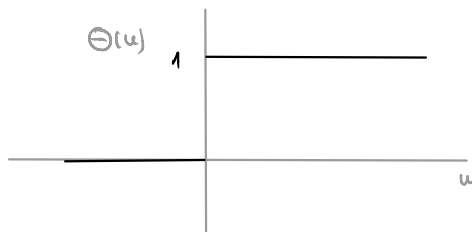
# Propagador de Feynman

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

## ordenamiento temporal $T$

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

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



$$D_F(x - y) = \begin{cases} \langle 0 | \phi(x) \phi(y) | 0 \rangle = D(x - y) & \text{si } x^0 > y^0 \\ \langle 0 | \phi(y) \phi(x) | 0 \rangle = D(y - x) & \text{si } y^0 > x^0 \end{cases}$$

$$D_F(x - y) = D(x - y) \Theta(x^0 - y^0) + D(y - x) \Theta(y^0 - x^0)$$

$$D(x - y) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2 E_{\vec{p}}} e^{-ip \cdot (x - y)} \quad \text{ejercicio}$$

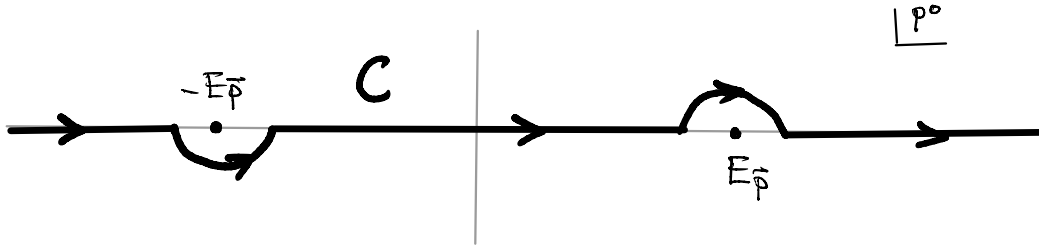
$D_F(x - y)$  es invariante de Lorentz

$$D_F(x - y) = \begin{cases} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2 E_{\vec{p}}} e^{-ip \cdot (x - y)} & \text{si } x^0 > y^0 \\ \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2 E_{\vec{p}}} e^{ip \cdot (x - y)} & \text{si } y^0 > x^0 \end{cases}$$

# Hay una forma conveniente de reescribir el propagador de Feynman

$$D_F(x - y) = \int_C \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{i}{p^2 - m^2} e^{-ip \cdot (x - y)} = \int \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi)^3} e^{i\vec{p} \cdot (\vec{x} - \vec{y})} \int_C \frac{dp^0}{2\pi} \underbrace{\frac{i}{(p^0)^2 - \vec{p}^2 - m^2}}_{i \frac{1}{p^0 - E_{\vec{p}}} \frac{1}{p^0 + E_{\vec{p}}}} e^{-ip^0(x^0 - y^0)}$$

$p^0$  se extiende al plano complejo

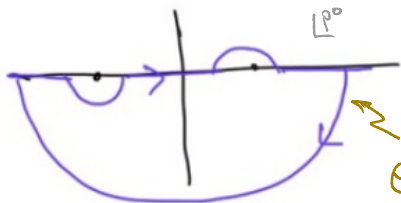


$$\frac{1}{p^2 - m^2} = \frac{1}{(p^0)^2 - \vec{p}^2 - m^2} = \frac{1}{(p^0)^2 - E_{\vec{p}}^2} = \frac{1}{(p^0 - E_{\vec{p}})(p^0 + E_{\vec{p}})}$$

polos simples en  $p^0 = \pm E_{\vec{p}}$  con residuos  $\pm \frac{1}{2E_{\vec{p}}}$

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

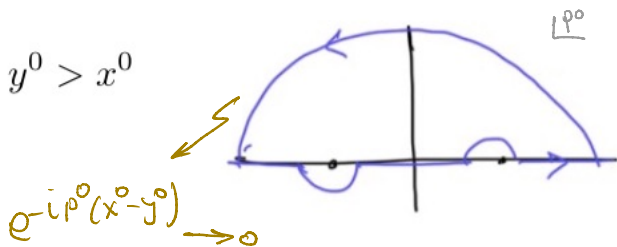
\*  $x^0 > y^0$



polo en  $p^0 = E_{\vec{p}}$  con residuo  $\frac{1}{2E_{\vec{p}}}$

$$D_F(x - y) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} e^{i\vec{p} \cdot (\vec{x} - \vec{y})} \frac{i}{2\pi} \frac{-2\pi i}{2 E_{\vec{p}}} e^{-iE_{\vec{p}}(x^0 - y^0)} = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2 E_{\vec{p}}} e^{-ip \cdot (x - y)} = D(x - y)$$

\*  $y^0 > x^0$

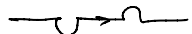


polo en  $p^0 = -E_{\vec{p}}$  con residuo  $-\frac{1}{2E_{\vec{p}}}$

$$D_F(x - y) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} e^{i\vec{p} \cdot (\vec{x} - \vec{y})} \frac{i}{2\pi} \frac{2\pi i}{-2 E_{\vec{p}}} e^{iE_{\vec{p}}(x^0 - y^0)} = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2 E_{\vec{p}}} e^{ip \cdot (x - y)} = D(y - x)$$

# Prescripción $i\epsilon$

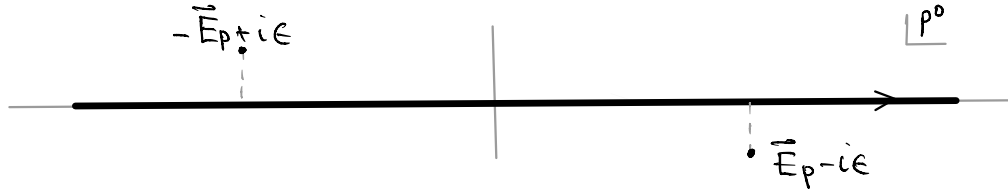
$p^0$  ahora se integra por el eje real

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


El efecto es mover los polos apropiadamente

$\epsilon > 0$  infinitesimal

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



\*  $x^0 > y^0$  se cierra por debajo, se incluye  $E_{\vec{p}} - i\epsilon$  ( $\rightarrow E_{\vec{p}}$  cuando  $\epsilon \rightarrow 0$ )

\*  $y^0 > x^0$  se cierra por arriba, se incluye  $-E_{\vec{p}} + i\epsilon$  ( $\rightarrow -E_{\vec{p}}$  cuando  $\epsilon \rightarrow 0$ )

## Finalmente

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

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

# Resumen 2\*

## Cuantización del campo escalar real con interacciones

Planteamiento

Expansión perturbativa

Fórmula de Dyson

Funciones de correlación

Teorema de Wick

Diagramas y reglas de Feynman

\* resumen basado en notas de N. Bernal



# Planteamiento

Hasta ahora hemos estudiado campos *libres*

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2, \quad H = \int d^3x \left( \frac{1}{2} \pi^2 + \frac{1}{2} \vec{\nabla} \phi^2 + \frac{1}{2} m^2 \phi^2 \right)$$

Cuantización:  $H = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} E_{\vec{p}} a_{\vec{p}}^\dagger a_{\vec{p}}$ , 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 puedan acoplar estados de diferentes números de partículas.

Queremos entonces considerar  $H = H_0 + H_I$ , con  $H_0$  siendo el Hamiltoniano libre.

Estudiaremos el ejemplo particular “lambda phi 4”  $\lambda \phi^4$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2 - \frac{\lambda}{4!} \phi^4 = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_I \quad \lambda \text{ es una constante adimensional}$$

eom:  $(\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \phi = -\frac{\lambda}{3} \phi^3 \quad \leftarrow \text{no lineal} \quad \text{ejercicio}$

Notemos que  $\mathcal{L}_I$  no cambia  $\pi = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\phi}} = \dot{\phi}$

Podemos proceder con la cuantización canónica en la representación de Schrödinger, imponiendo  $[\phi(\vec{x}), \pi(\vec{y})] = i \delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{y})$ ,  $[\phi(\vec{x}), \phi(\vec{y})] = [\pi(\vec{x}), \pi(\vec{y})] = 0$

Nuevamente  $\phi(\vec{x}) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2 E_{\vec{p}}}} \left( a_{\vec{p}} e^{-i \vec{x} \cdot \vec{p}} + a_{\vec{p}}^\dagger e^{i \vec{x} \cdot \vec{p}} \right)$

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

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

El problema está en pasar a la representación de Heisenberg, porque solo  $[H_0, a_{\vec{p}}] = -E_{\vec{p}} a_{\vec{p}}$  y ahora  $H = H_0 + H_I$

¿ Qué hacer ?

Usar teoría de perturbaciones, i.e. considerar  $\lambda \ll 1$

**Nos concentraremos en**

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

$$\mathcal{H} = \pi \dot{\phi} - \mathcal{L} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_I$$

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

$$H = H_0 + H_I$$

$$H_0 = \int d^3x \left( \frac{1}{2} \pi^2 + \frac{1}{2} (\vec{\nabla} \phi)^2 + \frac{1}{2} m^2 \phi^2 \right)$$

$$H_I = \int d^3x \frac{\lambda}{4!} \phi^4$$

## Expansión perturbativa

Eventualmente queremos obtener secciones eficaces y tasas de decaimiento.

Antes es necesario calcular amplitudes de propagación

### En particular

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

$|\Omega\rangle$  es el nuevo estado de vacío, en presencia de  $H_I$

$\phi(x)$  es el nuevo campo en la representación de Heisenberg

$$\phi(x) = e^{iHt} \phi(\vec{x}) e^{-iHt} \quad H = H_0 + H_I$$

$\phi(x)$  y  $|\Omega\rangle$  dependen de  $H_I$ .

Empecemos con  $\phi(x)$

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

A orden cero  $\phi(t, \vec{x})|_{\lambda=0} = e^{i H_0 t} \phi(\vec{x}) e^{-i H_0 t} = \phi_I(t, \vec{x})$

campo en el cuadro de interacción

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

$$\phi_{\mathbb{I}}(t, \vec{x}) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2 E_{\vec{p}}}} \left( a_{\vec{p}} e^{-i x_{\mu} p^{\mu}} + a_{\vec{p}}^{\dagger} e^{i x_{\mu} p^{\mu}} \right)$$

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

$$\phi(t, \vec{x}) = e^{i H t} \phi(\vec{x}) e^{-i H t} = \underbrace{e^{i H t} e^{-i H_0 t}}_{U^{\dagger}(t, 0)} \underbrace{e^{i H_0 t} \phi(\vec{x}) e^{-i H_0 t}}_{\phi_I(t, \vec{x})} \underbrace{e^{i H_0 t} e^{-i H t}}_{U(t, 0)}$$

$$\phi(t, \vec{x}) = U^\dagger(t, 0) \phi_I(t, \vec{x}) U(t, 0), \quad U(t, 0) = e^{iH_0 t} e^{iH t}$$

## Más generalmente consideramos

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

$U(t, t')$  : operador de evolución en el cuadro de interacción

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

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

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

$$U(t, t) = 1$$

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

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

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

$$\neq H_I(t) U(t, t') \quad \text{porque } [H_I(t_1), H_I(t)] \neq 0$$

**La solución correcta es la fórmula de Dyson**  $U(t, t') = T \left\{ \exp \left[ -i \int_{t'}^t dt'' H_I(t'') \right] \right\}$

$\nearrow$   
ordenamiento temporal

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

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

ejercicio

$$U(t, t') = e^{iH_0 t} e^{-iH(t-t')} e^{-iH_0 t'}, \quad H = H_0 + H_I$$

$$* U(t, t) = 1, \quad i \frac{\partial U(t, t')}{\partial t} = H_I(t) U(t, t'), \quad H_I(t) = e^{iH_0 t} H_I e^{-iH_0 t}$$

$$\text{en } \lambda \phi^4, \quad H_I = \int d^3 x \frac{\lambda}{4!} \phi^4(\vec{x}), \quad H_I(t) = \int d^3 x \frac{\lambda}{4!} \phi_I^4(t, \vec{x}), \quad \phi_I(t, \vec{x}) = e^{iH_0 t} \phi(\vec{x}) e^{-iH_0 t}$$

$$* U(t, t') = T \left\{ \exp \left[ -i \int_{t'}^t dt'' H_I(t'') \right] \right\} \quad \text{fórmula de Dyson}$$

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

ver demo en Peskin 4.2, Tong 3.1.1

$$* \phi(t, \vec{x}) = e^{iHt} \phi(\vec{x}) e^{-iHt} = U^\dagger(t, 0) \phi_I(t, \vec{x}) U(t, 0)$$

$$\text{en } \lambda \phi^4, \quad \phi_I(t, \vec{x}) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\vec{p}}}} \left( a_{\vec{p}} e^{-ip \cdot x} + a_{\vec{p}}^\dagger e^{ip \cdot x} \right)$$



# Resumen 2

## Cuantización del campo escalar real con interacciones

Planteamiento ✓

Expansión perturbativa ✓

Fórmula de Dyson ✓

Funciones de correlación

Teorema de Wick

Diagramas y reglas de Feynman

} repasaremos estos temas usando  
las notas del Prof. N. Bernal

Fin parte 1



<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.