

Auxiliar 4

Integrales de camino y diagramas de Feynman

Profesor: Gonzalo Palma

Auxiliar: Javier Huenupí

P1.-

Defina la función partición Z_0 para la teoría de un campo escalar complejo

$$\mathcal{L}_0 = -\partial^\mu \varphi^\dagger \partial_\mu \varphi - m^2 \varphi^\dagger \varphi, \quad (1)$$

utilizando como términos de fuente $J^\dagger \varphi + J \varphi^\dagger$.

Encuentre una expresión similar a la de campos escalares reales para calcular funciones de correlación,

$$\langle 0 | T \varphi(x_1) \dots \varphi(x_n) | 0 \rangle = \frac{1}{i} \frac{\delta}{\delta J(x_1)} \dots \frac{1}{i} \frac{\delta}{\delta J(x_n)} Z_0[J] \Big|_{J=0},$$

pero para la teoría (1). Con esto calcule: $\langle 0 | T \varphi(x_1) \varphi(x_2) | 0 \rangle$, $\langle 0 | T \varphi^\dagger(x_1) \varphi(x_2) | 0 \rangle$, $\langle 0 | T \varphi(x_1) \varphi^\dagger(x_2) | 0 \rangle$, y $\langle 0 | T \varphi^\dagger(x_1) \varphi^\dagger(x_2) | 0 \rangle$.

Finalmente, encuentre una generalización para

$$\langle 0 | T \varphi(x_1) \dots \varphi(x_n) | 0 \rangle = \frac{1}{i^n} \sum_{\text{pares}} \Delta(x_{1_i} - x_{2_i}) \dots \Delta(x_{i_{2n-2}} - x_{i_{2n}}).$$

P2.-

Considere un campo escalar real con $\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_1$, donde

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 &= -\frac{1}{2} \partial^\mu \varphi \partial_\mu \varphi - \frac{1}{2} m^2 \varphi^2 \\ \mathcal{L}_1 &= -\frac{1}{4!} Z_\lambda \lambda \varphi^4 + \mathcal{L}_{\text{ct}} \\ \mathcal{L}_{\text{ct}} &= -\frac{1}{2} (Z_\varphi - 1) \partial^\mu \varphi \partial_\mu \varphi - \frac{1}{2} (Z_m - 1) m^2 \varphi^2. \end{aligned}$$

- ¿Qué tipos de vértices aparecen en los diagramas para esta teoría (esto es, ¿cuántos segmentos de línea se juntan en cada intersección?), y cómo es el factor asociado a cada uno?
- Ignorando *counterterms*, dibuje todos los diagramas conectados con $1 \leq E \leq 4$ y $0 \leq V \leq 2$, y encuentre los factores de simetría asociados
- Explique por qué no necesitamos incluir *counterterms* lineales en φ para cancelar *tadpoles*

P3.-

Considere un campo escalar complejo con $\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_1$, donde

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_0 &= -\partial^\mu \varphi^\dagger \partial_\mu \varphi - m^2 \varphi^\dagger \varphi \\ \mathcal{L}_1 &= -\frac{1}{4} Z_\lambda \lambda (\varphi^\dagger \varphi)^2 + \mathcal{L}_{\text{ct}} \\ \mathcal{L}_{\text{ct}} &= -(Z_\varphi - 1) \partial^\mu \varphi^\dagger \partial_\mu \varphi - (Z_m - 1) m^2 \varphi^\dagger \varphi.\end{aligned}$$

Esta teoría tiene dos tipos de fuentes, J y $J^\dagger$, entonces necesitamos una forma de decir cuál es cuál cuando dibujemos los diagramas. En vez de etiquetar cada fuente con J o $J^\dagger$, indicaremos cuál es cuál **poniendo una flecha** en cada propagador que apunte *hacia* la fuente si esta es $J^\dagger$, y *desde* la fuente si esta es J .

- a) ¿Qué tipos de vértices aparecen en los diagramas de esta teoría, y cuál es el factor asociado a cada uno? *Hint*: su respuesta debe considerar las flechas
- b) Ignorando *counterterms*, dibuje todos los diagramas conectado con $1 \leq E \leq 4$ y $0 \leq V \leq 2$, y encuentre los factores de simetría asociados a cada uno. *Hint*: no se olvide de las flechas

Auxiliar 4

P1

Según lo indicado, nuestra función partición $Z.[J, J^\dagger]$ sería

$$Z.[J, J^\dagger] = \int \mathcal{D}\varphi \mathcal{D}\varphi^\dagger \exp \left[i \int d^4x \left(-\partial^\mu \varphi^\dagger \partial_\mu \varphi - m^2 \varphi^\dagger \varphi + J \varphi^\dagger + J^\dagger \varphi \right) \right] \quad (1)$$

donde estamos considerando φ y $\varphi^\dagger$ como cpos. independientes, también integramos la dependencia en π y $\pi^\dagger$ ya que el Lagrangiano es cuadrático en ellos.

Podemos tomar derivadas funcionales de Z . c/r a J y $J^\dagger$ para bajar los φ s. Por ejemplo

$$\begin{aligned} \frac{1}{i} \frac{\delta}{\delta J^\dagger(x_1)} Z.[J, J^\dagger] \Big|_{J=J^\dagger=0} &= \int \mathcal{D}\varphi \mathcal{D}\varphi^\dagger \left(\int d^4x \delta^4(x-x_1) \varphi(x) \right) \exp \left[i \int d^4x \left(-\partial^\mu \varphi^\dagger \partial_\mu \varphi - m^2 \varphi^\dagger \varphi + J \varphi^\dagger + J^\dagger \varphi \right) \right] \Big|_{J=J^\dagger=0} \\ &= \int \mathcal{D}\varphi \mathcal{D}\varphi^\dagger \cdot \varphi(x_1) \exp \left[i \int d^4x \mathcal{L} \right] \\ &= \langle 0 | \varphi(x_1) | 0 \rangle \end{aligned}$$

Por lo que es fácil concluir que

$$\langle 0 | T \varphi(x_1) \dots \varphi(x_n) \varphi^\dagger(x_{n+1}) \dots \varphi^\dagger(x_{n+m}) | 0 \rangle = \frac{1}{i^{n+m}} \frac{\delta}{\delta J^\dagger(x_1)} \dots \frac{\delta}{\delta J^\dagger(x_n)} \frac{\delta}{\delta J(x_{n+1})} \dots \frac{\delta}{\delta J(x_{n+m})} Z.[J, J^\dagger] \Big|_{J=J^\dagger=0}$$

Sin embargo, esta expresión por sí sola no es muy útil. Busquemos una expresión más sencilla para Z . La acción en presencia de fuentes es

$$S_0[\varphi, J, J^\dagger] = \int d^4x \left(-\partial^\mu \varphi^\dagger \partial_\mu \varphi - m^2 \varphi^\dagger \varphi + \varphi^\dagger J + J^\dagger \varphi \right)$$

que utilizando los cpos. y fuentes en Fourier,

$$\varphi(x) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} e^{ikx} \tilde{\varphi}(k), \quad \varphi^\dagger(x) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} e^{ikx} \tilde{\varphi}^\dagger(k), \quad J(x) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} e^{ikx} \tilde{J}(k), \quad J^\dagger(x) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} e^{ikx} \tilde{J}^\dagger(k),$$

donde hacemos explícita la independencia, sería:

$$\Rightarrow S_0[\varphi, J, J^\dagger] = \int \int \int d^4x e^{i x \cdot (k_1 + k_2)} \left[-(k_1^\mu)_{k_1, \mu} \tilde{\varphi}^\dagger(k_1) \tilde{\varphi}(k_2) - m^2 \tilde{\varphi}^\dagger(k_1) \tilde{\varphi}(k_2) + \tilde{\varphi}^\dagger(k_1) \tilde{J}(k_2) + \tilde{J}^\dagger(k_1) \tilde{\varphi}(k_2) \right]$$

Formando la delta de Dirac y haciéndola actuar

$$= \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} [-\tilde{\varphi}^\dagger(k)(k^2 + m^2)\tilde{\varphi}(-k) + \tilde{\varphi}^\dagger(k)\tilde{J}(-k) + \tilde{J}^\dagger(k)\tilde{\varphi}(-k)]$$

Ahora, definamos $\mathcal{O}_k \equiv k^2 + m^2$ un operador (que podría ser cualquiera, por ejemplo trabajar con $\mathcal{O}' = -\partial_\mu^2 + m^2$) que "actúa" solo sobre los campos. Entonces definimos un cpo. auxiliar de la forma

$$\tilde{\chi}(k) \equiv \tilde{\varphi}(k) - \mathcal{O}_k^{-1} \tilde{J}(k) \quad \wedge \quad \tilde{\chi}^\dagger(k) \equiv \tilde{\varphi}^\dagger(k) - \mathcal{O}_k^{-1} \tilde{J}^\dagger(k)$$

donde $\mathcal{O}_k^{-1}$ es definido t.q. $\mathcal{O}_k^{-1} \mathcal{O}_k = 1$. Reemplazando

$$S[\varphi, J] = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} [-(\tilde{\chi}^\dagger(k) + \mathcal{O}_k^{-1} \tilde{J}^\dagger(k)) \mathcal{O}_k (\tilde{\chi}(-k) + \mathcal{O}_k^{-1} \tilde{J}(-k)) + (\tilde{\chi}^\dagger(k) + \mathcal{O}_k^{-1} \tilde{J}^\dagger(k)) \tilde{J}(-k) + \tilde{J}^\dagger(k) (\tilde{\chi}(-k) + \mathcal{O}_k^{-1} \tilde{J}(-k))]]$$

$$= \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} [-\tilde{\chi}^\dagger(k) \mathcal{O}_k \tilde{\chi}(-k) - \tilde{\chi}^\dagger(k) \tilde{J}(-k) - \mathcal{O}_k^{-1} \tilde{J}^\dagger(k) \mathcal{O}_k \tilde{\chi}(-k) - \mathcal{O}_k^{-1} \tilde{J}^\dagger(k) \tilde{J}(-k) + \tilde{\chi}^\dagger(k) \tilde{J}(-k) + \mathcal{O}_k^{-1} \tilde{J}^\dagger(k) \tilde{J}(-k) + \tilde{J}^\dagger(k) \tilde{\chi}(-k) + \tilde{J}^\dagger(k) \mathcal{O}_k^{-1} \tilde{J}(-k)]$$

$$= \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} [-\tilde{\chi}^\dagger(k) \mathcal{O}_k \tilde{\chi}(-k) + \tilde{J}^\dagger(k) \mathcal{O}_k^{-1} \tilde{J}(-k)] \quad (2)$$

donde usamos que $\mathcal{O}_k^{-1} \mathcal{O}_k = \mathcal{O}_k \mathcal{O}_k^{-1}$. Ahora, debermos reemplazar (2) en (1) notando que $\mathcal{D}\chi = \mathcal{D}\varphi$

$$\mathcal{Z}[J, J^\dagger] = \int \mathcal{D}\varphi \mathcal{D}\varphi^\dagger \exp \left[i \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} [-\tilde{\varphi}^\dagger(k) \mathcal{O}_k \tilde{\varphi}(-k) + \tilde{J}^\dagger(k) \mathcal{O}_k^{-1} \tilde{J}(-k)] \right]$$

donde el segundo término es independiente de φ y $\varphi^\dagger$ así que puede salir de la pathintegral

$$\Rightarrow \mathcal{Z}[J, J^\dagger] = \exp \left[i \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \tilde{J}^\dagger(k) \mathcal{O}_k^{-1} \tilde{J}(-k) \right] \underbrace{\langle 0|0 \rangle}_{=1}_{J=J^\dagger=0}$$

$$= \exp \left[i \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \tilde{J}^\dagger(k) \mathcal{O}_k^{-1} \tilde{J}(-k) \right]$$

No obstante, ¿cuánto es $\mathcal{O}_k^{-1}$? Conocemos la definición del propagador de Feynman, como Green's function,

$$(-\partial^2 + m^2) \Delta(x-y) = \delta^4(x-y) \quad (3)$$

donde podemos ocupar la expresión del propagador en Fourier

$$\Delta(x-y) = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} e^{ik(x-y)} \Delta(k) \quad , \quad \text{donde} \quad \Delta(k) = \frac{1}{k^2 + m^2 - i\epsilon}$$

$$\int dx e^{-ik(x-y)} (3) \Rightarrow (+k^2 + m^2) \Delta(k) = 1$$

donde identificamos que apareció nuestro operador $\mathcal{O}_k$ (no es causalidad)

$$\mathcal{O}_k \Delta(k) = 1$$

y actuando con ∂_k^{-1} por la izq,

$$\cancel{\partial_k^{-1}} \partial_k^{-1} \Delta(k) = \partial_k^{-1} \Rightarrow \boxed{\partial_k^{-1} = \Delta(k)}$$

Así que nuestra función generatriz es

$$\begin{aligned} \mathcal{Z}_0[J, J^\dagger] &= \exp \left[i \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \tilde{J}^\dagger(k) \Delta(k) \tilde{J}(k) \right] \\ &= \exp \left[i \int d^4 x d^4 x' J^\dagger(x) \Delta(x-x') J(x') \right] \end{aligned}$$

pasando a coordenadas nuevamente

con $\Delta(x-x')$ el propagador de Feynman (el mismo de la teoría escalar).

Con $\mathcal{Z}_0$ podemos calcular las funciones de correlación.

$$\begin{aligned} \triangleright \langle 0|T \varphi(x_1) \varphi(x_2)|0\rangle &= \frac{1}{i^2} \frac{\delta}{\delta J^\dagger(x_1)} \frac{\delta}{\delta J^\dagger(x_2)} \mathcal{Z}_0[J, J^\dagger] \Big|_{J=J^\dagger=0} \\ &= \frac{1}{i} \frac{\delta}{\delta J^\dagger(x_1)} \left[\int d^4 x \Delta(x_2-x) J(x) \mathcal{Z}_0[J, J^\dagger] \right] \Big|_{J=J^\dagger=0} \\ &= \left[\int d^4 y \Delta(x_1-y) J(y) \int d^4 x \Delta(x_2-x) J(x) \mathcal{Z}_0[J, J^\dagger] \right] \Big|_{J=J^\dagger=0} \end{aligned}$$

que es una cantidad "proporcional a J ", por lo que tomando $J=J^\dagger=0 \Rightarrow \langle 0|T \varphi(x_1) \varphi(x_2)|0\rangle = 0$.
Notamos que por una razón similar, $\langle 0|T \varphi^\dagger(x_1) \varphi^\dagger(x_2)|0\rangle = 0$. En cambio

$$\begin{aligned} \triangleright \langle 0|T \varphi^\dagger(x_1) \varphi(x_2)|0\rangle &= \frac{1}{i} \frac{\delta}{\delta J(x_1)} \left[\int d^4 x \Delta(x_2-x) J(x) \mathcal{Z}_0[J, J^\dagger] \right] \Big|_{J=J^\dagger=0} \\ &= \frac{1}{i} \Delta(x_2-x_1) \cdot 1 \end{aligned}$$

donde al final tomamos $\mathcal{Z}_0[0,0]=1$. Claramente también tenemos

$$\triangleright \langle 0|T \varphi(x_1) \varphi^\dagger(x_2)|0\rangle = \frac{1}{i} \Delta(x_1-x_2)$$

De aquí podemos generalizar considerando que **siempre** un φ tiene que contraerse con un $\varphi^\dagger$. Entonces, en las funciones de correlación debemos tener la misma cantidad de φ s (digamos, n de ellos) que de $\varphi^\dagger$ s.

Así que tendríamos

$$\langle 0|T \varphi(x_1) \dots \varphi(x_n) \varphi^\dagger(y_1) \dots \varphi^\dagger(y_n)|0\rangle = \frac{1}{i^n} \sum_{\text{perms}} \Delta(x_{i_1}-y_{j_1}) \dots \Delta(x_{i_n}-y_{j_n})$$

P2

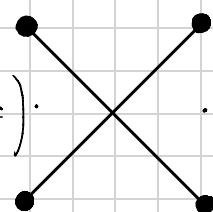
a) Tenemos un lagrangiano $\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_1$ dado por

$$\mathcal{L}_0 = -\frac{1}{2} \partial^\mu \varphi \partial_\mu \varphi - \frac{1}{2} m^2 \varphi^2$$

$$\mathcal{L}_1 = -\frac{1}{4!} \mathcal{Z}_\lambda \lambda \varphi^4 + \mathcal{L}_{ct}$$

$$\mathcal{L}_{ct} = -\frac{1}{2} (\mathcal{Z}_\varphi - 1) \partial^\mu \varphi \partial_\mu \varphi - \frac{1}{2} (\mathcal{Z}_m - 1) m^2 \varphi^2$$

y los vértices nos los dan las interacciones, o sea, $\mathcal{L}_1$, sin considerar los contraterminos (que solo son "otros propagadores"). En este caso tenemos φ^4 , así que son vértices con 4 patas (ya sean internas o externas unidas a ellos). Diagramáticamente

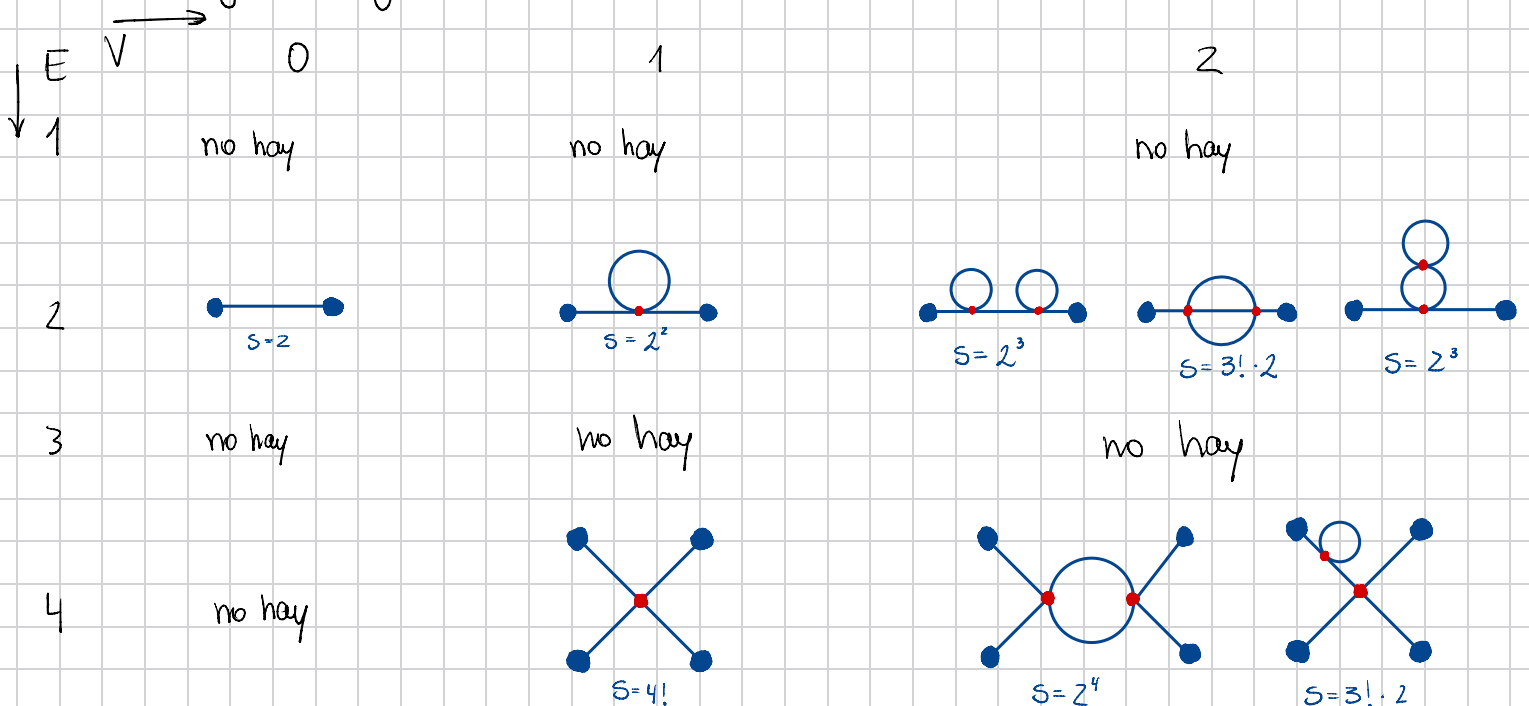
$$W[J] \supset \exp \left[i \left(-\frac{\mathcal{Z}_\lambda \lambda}{4!} \right) \cdot (\# \text{ veces que se repite}) \right]$$


donde las 4 patas son idénticas, así que podemos ordenarlas de $4!$ formas distintas y obtener el mismo diagrama

$$\Rightarrow \text{factor por cada vértice} = 4! \cdot i \left(-\frac{\mathcal{Z}_\lambda \lambda}{4!} \right) = -i \mathcal{Z}_\lambda \lambda$$

Ojo que a veces estos factores están "sobrecantados" y debemos dividir por algún número, ya veremos.

b) Ahora dibujemos diagramas



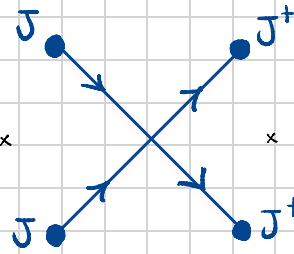
P3

a) Ahora tenemos $\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_1 + \dots$. $\mathcal{L}_0 = -\partial^\mu \psi^\dagger \partial_\mu \psi - m^2 \psi^\dagger \psi$

$$\mathcal{L}_1 = -\frac{1}{4} \mathcal{Z}_\lambda \lambda (\psi^\dagger \psi)^2 + \mathcal{L}_{ct}$$

$$\mathcal{L}_{ct} = -(\mathcal{Z}_\psi - 1) \partial^\mu \psi^\dagger \partial_\mu \psi - (\mathcal{Z}_m - 1) m^2 \psi^\dagger \psi$$

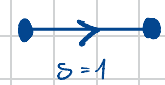
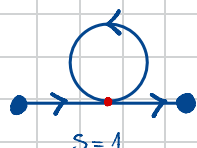
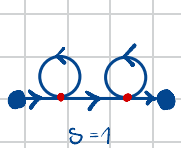
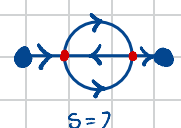
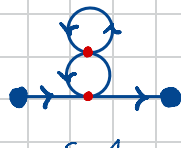
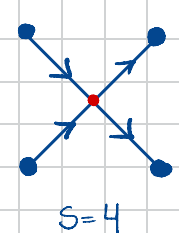
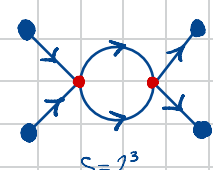
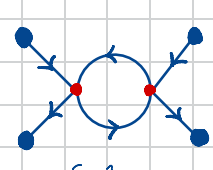
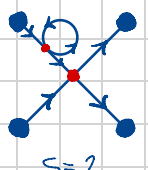
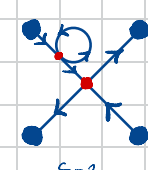
entonces estamos considerando vértices con 4 patas, pero donde 2 son J y 2 son $J^\dagger$. Diagramáticamente

$$W_n[J, J^\dagger] \supseteq \exp \left[i \left(-\frac{\mathcal{Z}_\lambda \lambda}{4} \right) \times \text{diagrama} \times (\# \text{ veces que se repita}) \right]$$


donde nuestro factor de simetría ya no es $4!$, ya que las patas son distintas. En cambio, ahora solo podemos permutar los propagadores con J (factor de 2) e independientemente los propagadores con $J^\dagger$ (otro factor de 2). Por lo que nuestro factor final sería

$$\text{factor por cada vértice} = i \left(-\frac{\mathcal{Z}_\lambda \lambda}{4} \right) \times 2 \cdot 2 = -i \mathcal{Z}_\lambda \lambda$$

b) Dibujemos (noten las similitudes y diferencias con la pregunta anterior)

	0	1	2
1	no hay	no hay	no hay
2			  
3	no hay	no hay	no hay
4	no hay		   

Apéndice

¿Matemáticamente, de dónde vienen estos factores? Pensemos en la teoría φ^3

$$Z_1[J] \propto \exp \left[-i \frac{Z_0 g}{3!} \int d^4x \left(\frac{1}{i} \frac{\delta}{\delta J(x)} \right)^3 \right] \exp \left[\frac{i}{2} \int d^4x d^4x' J(x) \Delta(x-x') J(x') \right]$$

que expandiendo en Taylor y definiendo

$$g_x \equiv \frac{\delta}{\delta J(x)}, \quad J_x \equiv J(x), \quad \Delta_i \equiv \Delta(x_i - x_i')$$

$$\Rightarrow Z_1[J] \propto \sum_{V=0}^{\infty} \frac{1}{V!} \left[-i \frac{Z_0 g}{3!} \int d^4x \frac{1}{i^3} g_x g_x g_x \right]^V \cdot \sum_{P=0}^{\infty} \frac{1}{P!} \left[\frac{i}{2} \int d^4x d^4x' J_x \Delta_{xx'} J_{x'} \right]^P$$

Entonces queremos en el término $V=1$ (1 vértice) y $P=3$ (3 propagadores)

$$Z_1[J] \supseteq -i \frac{Z_0 g}{3!} \frac{1}{3!} \int_{x_1} \int_{x_1 y_1} \int_{x_1 y_2} \int_{x_1 y_3} \frac{1}{i^3} g_x g_x g_x \frac{i^3}{2^3} J_{x_1} \Delta_{x_1 y_1} J_{y_1} J_{x_1} \Delta_{x_1 y_2} J_{y_2} J_{x_1} \Delta_{x_1 y_3} J_{y_3}$$

donde g_x actúa con regla de la multiplicación formando 6 términos iguales (los x_i, y_i son mudos)

$$\Rightarrow -i Z_0 g \frac{i^3}{i^3} \frac{6}{3! 3! 2^3} \int_{x_1} \int_{y_1} \int_{y_2} \int_{y_3} g_x g_x \Delta(x-y_1) J_{y_1} J_{x_1} \Delta_{x_1 y_2} J_{y_2} J_{x_1} \Delta_{x_1 y_3} J_{y_3}$$

Ahora, finalmente quiero dejar solo cosas como $\Delta_i J_{y_i}$ (para luego calcular funciones de correlación), entonces g_x solo puede actuar sobre los últimos 4 Js, generando 4 términos idénticos

$$\Rightarrow -i Z_0 g \frac{i^3}{i^3} \frac{6 \cdot 4}{3! 3! 2^3} \int_{x_1} \int_{y_1} \int_{y_2} \int_{y_3} g_x \Delta(x-y_1) J_{y_1} \Delta(x-y_2) J_{y_2} J_{x_1} \Delta_{x_1 y_3} J_{y_3}$$

y g_x solo puede actuar sobre los últimos dos Js. Entonces

$$\Rightarrow -i Z_0 g \frac{i^3}{i^3} \frac{6 \cdot 4 \cdot 2}{3! 3! 2^3} \int_{x_1} \int_{y_1} \int_{y_2} \int_{y_3} \Delta(x-y_1) J_{y_1} \Delta(x-y_2) J_{y_2} \Delta(x-y_3) J_{y_3} \quad (*)$$

Ahora, si quisiéramos calcular la función de 3-puntos

$$\langle 0 | T \varphi(x_1) \varphi(x_2) \varphi(x_3) | 0 \rangle = \frac{1}{i^3} g_{x_1} g_{x_2} g_{x_3} Z_1[J] \Big|_{J=0}$$

donde $g_{x_1} g_{x_2} g_{x_3}$ actuarán sobre (*). Siguiendo la misma lógica, g_{x_3} puede actuar sobre los tres J_{y_i} , generando un factor 3. Mientras que g_{x_2} un factor de 2, y g_{x_1} un factor de 1.

Finalmente, obtenemos

$$\langle 0|T\varphi(x_1)\varphi(x_2)\varphi(x_3)|0\rangle \geq -iZ_0g \frac{i^3}{i^3} \frac{6 \cdot 4 \cdot 2}{3! 3! 2!} \cdot 3! \int_x \Delta(x-x_1) \Delta(x-x_2) \Delta_3(x-x_3)$$

donde notamos que se cancelan **todos** los términos numéricos, o sea,

$$\langle 0|T\varphi(x_1)\varphi(x_2)\varphi(x_3)|0\rangle \geq -iZ_0g \int_x \Delta(x-x_1) \Delta(x-x_2) \Delta_3(x-x_3)$$

Este término se puede ver diagramáticamente como un diagrama con 1 vértice, 3 propagadores unidos a este vértice y sus otros extremos evaluados en x_1, x_2, x_3 .

