AMPLITUD DE TRANSICIÓN DEL PROCESO $|\alpha\rangle \to |\beta\rangle$

$$S_{\alpha\beta} \equiv \langle\beta|S|\alpha\rangle \qquad S \equiv T\exp\left\{-i\int d^4x\, \mathcal{H}_I(x)\right\}$$

Se puede demostrar (no lo haremos) que: $\quad \mathcal{L}_I = -\mathcal{H}_I$

Entonces:

$$\boxed{S = T\exp\left\{i\int d^4x\, \mathcal{L}_I(x)\right\} \equiv \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(+i)^n}{n!}\int dx_1 \ldots \int dx_n\, T\left\{\mathcal{L}_I(x_1)\cdot\ldots\cdot\mathcal{L}_I(x_n)\right\}}$$

Aparece un producto cronológicamente ordenado de campos: resulta complicado, es más sencillo trabajar con productos ordenados de Wick (esto podremos hacerlo en virtud del teorema de Wick)

TEOREMA DE WICK PARA CAMPOS BOSONICOS (sin demostración)

("$\wedge$" indica que han sido eliminados)

$$T\big(A_1(x_1)\ldots A_n(x_n)\big) = :A_1(x_1)\ldots A_n(x_n): +$$

$$+\sum_{k<l} :A_1(x_1)\ldots \hat{A}_k(x_k)\ldots \hat{A}_l(x_l)\ldots A_n(x_n): \overbrace{A_k(x_k)A_l(x_l)} +$$

$$+\sum_{k_1<k_2<k_3<k_4} :A_1(x_1)\ldots \hat{A}_{k_1}(x_{k_1})\ldots \hat{A}_{k_4}(x_{k_4})\ldots A_n(x_n): \times$$

$$\times \sum_P \overbrace{A_{k_1}(x_{k_1})A_{k_2}(x_{k_2})}\,\overbrace{A_{k_3}(x_{k_3})A_{k_4}(x_{k_4})} + \ldots$$

suma a todas las permutaciones posibles que dan contracciones distintas

$$\ldots + \sum_{k_1<k_2<\ldots<k_{2p}} :A_1(x_1)\ldots \hat{A}_{k_1}(x_{k_1})\ldots \hat{A}_{k_{2p}}(x_{k_{2p}})\ldots A_n(x_n): \times$$

$$\times \sum_P \overbrace{A_{k_1}(x_{k_1})A_{k_2}(x_{k_2})}\ldots \overbrace{A_{k_{2p-1}}(x_{k_{2p-1}})A_{k_{2p}}(x_{k_{2p}})} + \ldots$$

siendo: $\overbrace{A_k(x_k)A_l(x_l)} \equiv \langle 0|T\big(A_k(x_k)A_l(x_l)\big)|0\rangle \longrightarrow$ propagadores (son c-números)

Notar que:

$\langle 0|T\big(A_1(x_1)\ldots A_{2p-1}(x_{2p-1})\big)|0\rangle = 0$ (por haber un número impar de campos)

$$\langle 0|T\big(A_1(x_1)\ldots A_{2p}(x_{2p})\big)|0\rangle = \sum_P \overbrace{A_1(x_1)A_2(x_2)}\ldots \overbrace{A_{2p-1}(x_{2p-1})A_{2p}(x_{2p})}$$