

Recordemos también (p.435) que el polo en la masa física  $m^2$  se puede entender como resultado de la suma sobre un número infinito de diagramas en la expansión perturbativa:

$$\tilde{G}_2(p^2) = \text{diagrama con círculo hachurado} = \frac{i}{p^2 - m_0^2 + i\epsilon} + \text{diagrama con bucle} + \text{diagrama con bucle} + \text{diagrama con bucle} + \text{otros diagramas con polo doble en } p^2 = m_0^2$$

$$\equiv \text{diagrama con círculo etiquetado } I1P + \text{suma sobre diagramas "irreducibles por 1 partícula" (amputados)}$$

$$\equiv -i \Delta m^2(p^2) \sim \mathcal{O}(\lambda)$$

(en muchos libros,  $\text{diagrama con } I1P$  incluye además al término  $\text{diagrama amputado}$ )

$$+ \text{diagrama con 2 bucles} + \text{diagrama con bucle y bucle} + \text{diagrama con bucle y bucle} + \text{otros diagramas con polo triple en } p^2 = m_0^2$$

+ ...

$$= \text{diagrama amputado} + \text{diagrama con } I1P + \text{diagrama con } I1P + \text{diagrama con } I1P + \dots$$

$$\begin{aligned}
\tilde{G}_2(p^2) &= \frac{i}{p^2 - m_0^2 + i\epsilon} + \frac{i}{p^2 - m_0^2 + i\epsilon} \left[ (-i\Delta m^2) \frac{i}{p^2 - m_0^2 + i\epsilon} \right] \\
&\quad + \frac{i}{p^2 - m_0^2 + i\epsilon} \left[ (-i\Delta m^2) \frac{i}{p^2 - m_0^2 + i\epsilon} \right]^2 + \dots \\
&= \frac{i}{p^2 - m_0^2 + i\epsilon} \left[ \frac{1}{1 - (-i\Delta m^2) \frac{i}{p^2 - m_0^2 + i\epsilon}} \right] \\
&= \frac{i}{p^2 - m_0^2 - \Delta m^2(p^2) + i\epsilon} \quad (\text{p. 436}) .
\end{aligned}$$

Comparando esto con el resultado exacto

$$\tilde{G}_2(p^2) = \frac{iZ}{p^2 - m^2 + i\epsilon} + \dots$$

dedujimos que

$$\begin{aligned}
& m^2 = m_0^2 + \Delta m^2(m^2) \\
& \text{y } Z = \frac{1}{1 - \Delta m^2'(m^2)} \quad \left( \text{donde } \Delta m^2' \equiv \frac{d}{dp^2} \Delta m^2 \right)
\end{aligned}$$

$\Delta m^2(p^2)$  comúnmente se denota  $\Pi(p)$  ó  $\Sigma(p)$ ,  
y se conoce como la autoenergía de la partícula  
(sin espín) asociada al campo  $\varphi(x)$ .

Claramente, el hecho de que, en general,

$$m^2 \neq m_0^2, \quad Z \neq 1,$$

y de manera similar

$$\lambda \neq \lambda_0 \quad (\text{donde aún nos falta definir$$

acoplamiento  $\rightarrow$   
entre partículas

acoplamiento  $\rightarrow$   
del campo desnudo

con precisión el lado izquierdo)

es resultado inevitable de la existencia de interacciones.

Estas provocan entonces que se pierda la conexión directa entre los parámetros del Lagrangiano y los correspondientes parámetros físicos, medibles,  $m^2$  y  $\lambda$ .

13: 17/08/17

Naturalmente, nos interesará siempre expresar nuestras predicciones para cantidades físicas en términos de estos parámetros físicos y No de los parámetros desnudos  $m_0^2$  y  $\lambda_0$ . A este cambio de parámetros se le conoce como renormalización.

Pero, ¿por qué se asocia entonces el concepto de "renormalización" con la cancelación de infinitos?

Si la teoría de campos en cuestión ha de tener sentido (por lo menos a nivel de la expansión perturbativa),

sus predicciones deben ser sensatas, y en particular, ifinitas! Pero los diagramas con lazos frecuentemente divergen por contribución de las partículas virtuales con momentos arbitrariamente grandes (las cuales exploran interacciones a distancias arbitrariamente pequeñas).

P.ej., la autoenergía a un lazo en la teoría  $\varphi^4$ :

$$\begin{aligned}
 -i \Delta m^2(p^2) &= \underbrace{\text{---} \text{---} \text{---}}_{\substack{\text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \text{---}}} + \dots \\
 &= \underbrace{\frac{1}{2} (-i \lambda_0)}_{\text{factor de simetría}} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{i}{k^2 - m_0^2 + i\epsilon} + \dots \\
 &\quad \underbrace{\hspace{10em}}_{\mathcal{O}(\Lambda^2) \rightarrow \infty} \quad \left( \Lambda \leftarrow \text{parámetro de corte } (\Lambda \rightarrow \infty) \right)
 \end{aligned}$$

Notamos/recordamos aquí, por cierto, que estas divergencias ultravioleta (UV) se originan del hecho de que el campo  $\varphi(x)$  es un sistema con un número infinito de grados de libertad (número infinito de modos de Fourier  $\tilde{\varphi}_{\vec{k}} \leftrightarrow$  número infinito de  $\varphi_{\vec{x}}$ ).

Para que la teoría tenga sentido, lo que tiene que pasar entonces es que la renormalización cancela estas divergencias ( $f_0(\lambda_0, m_0)$  vs.  $f(\lambda, m)$ ). P.ej., debemos tener (p.642)

$$\begin{array}{c}
 \text{divergente} \uparrow \qquad \qquad \qquad \uparrow \text{ finita} \\
 m^2 = m_0^2 + \Delta m^2(m^2) \\
 \uparrow \qquad \qquad \uparrow \qquad \qquad \uparrow \\
 \mathcal{O}(\Lambda^0) \quad \mathcal{O}(\Lambda^2) \quad \mathcal{O}(\Lambda^2)
 \end{array}$$

En otras palabras, la masa desnuda tomará el valor que tenga que tomar (incluso si es divergente) para que la masa física coincida con el número finito que podemos medir experimentalmente. Ajustamos  $m_0^2$  como parte de la definición de  $L$ .

Es aquí donde aparece la conexión entre renormalización y divergencias UV, y por tanto, la utilidad evidente de la primera. Vale la pena enfatizar, sin embargo, que de entrada la necesidad de renormalizar No está intrínsecamente relacionada con la existencia de infinitos, y estaría igualmente presente incluso si la teoría fuera finita desde un principio (como es

el caso para ciertas teorías supersimétricas).

La renormalización se refiere simplemente al paso indispensable de expresar nuestros resultados en términos de cantidades medibles en lugar de los parámetros abstractos que figuran en el lagrangiano.

Para llevar a cabo este cambio de enfoque de manera eficiente, conviene reordenar desde un principio la expansión perturbativa, expresando las reglas de Feynman directamente en términos de  $m^2, \lambda, \varphi$ .

Para ello, definiremos primero el campo renormalizado

$$\varphi(x) \equiv \frac{\varphi_0(x)}{\sqrt{Z}}, \quad Z \equiv |\langle \vec{p} | \hat{\varphi}_0(0) | \Omega \rangle|^2$$

de tal manera que  $|\langle \vec{p} | \hat{\varphi}(0) | \Omega \rangle|^2 = 1$  y

$$\begin{aligned} \tilde{G}_2(p^2) &\equiv \int d^4x e^{ip \cdot x} \langle \Omega | T \{ \hat{\varphi}(x) \hat{\varphi}(0) \} | \Omega \rangle && \text{correlador} \\ & && \text{renormalizado} \\ &= \left( \frac{1}{\sqrt{Z}} \right)^2 \int d^4x e^{ip \cdot x} \langle \Omega | T \{ \hat{\varphi}_0(x) \hat{\varphi}_0(0) \} | \Omega \rangle = \left( \frac{1}{\sqrt{Z}} \right)^2 \tilde{G}_2(p^2)_0, \end{aligned}$$

con lo cual  $\tilde{G}_2(p^2) = \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} + \dots$

Y más en general,  $\tilde{G}_N = \left(\frac{1}{\sqrt{z}}\right)^N \tilde{G}_N$ ,

con lo cual la fórmula de LSZ (p. 444) toma la forma

$$\langle p'_1 \dots p'_N, j^- | p_1 \dots p_N, j^+ \rangle = \lim_{\substack{p'_1 \rightarrow m^2 \\ \dots \\ p'_N \rightarrow m^2}} \frac{p_1'^2 - m^2}{i} \dots \frac{p_N'^2 - m^2}{i} \tilde{G}_{N+N'}(p'_1 \dots p'_N, j^-, p_1 \dots p_N, j^+)$$

Recordando que físicamente  $z$  es la probabilidad de que el operador de campo desnudo  $\hat{\varphi}_0(x)$  cree un estado de 1 partícula, sabemos que, en la teoría exacta, necesariamente  $0 \leq z \leq 1$  (con  $z=1$  en el caso libre, pero  $z < 1$  en presencia de interacciones). Desde esta perspectiva, reescalar

$\varphi_0 \rightarrow \varphi \equiv \frac{\varphi_0}{\sqrt{z}}$  no parece un paso muy creativo o importante.

Pero en términos de la expansión perturbativa,

tendremos  $z = 1 + \delta z$ , con  $\delta z$  de  $\mathcal{O}(\lambda_0)$

¡pero infinito! La razón por la cual esto no

contradice el hecho de que  $0 \leq Z \leq 1$  es que todas las correcciones perturbativas subsecuentes son igualmente divergentes, y la serie completa está tratando de representar a una cantidad finita

$$Z = \frac{1}{1 - \Delta m^2 / m^2} \quad (\text{que puede ser, p.ej. cero}).$$

No hay entonces ningún problema de principio, pero como en la práctica solo trabajamos dentro del esquema perturbativo hasta un cierto orden, el hecho de que  $\varphi_0$  difiera de  $\varphi$  por un factor (aparentemente) infinito sí se vuelve importante.

Es por esta razón que (aunque el operador de campo mismo no es una cantidad medible) preferimos trabajar con el campo renormalizado  $\varphi$  en lugar del campo desnudo  $\varphi_0$ . La distinción importante entre ambas es que la condición  $|\langle \vec{p} | \hat{\varphi}(x) | \Omega \rangle|^2 = 1$



garantiza que en cualquier paso intermedio  $\hat{\varphi}(x)$  es el operador que crea 1 partícula con "probabilidad" finita ( $< \infty$  y  $> 0$ ).

En términos del campo renormalizado  $\varphi \equiv \frac{\varphi_0}{\sqrt{Z}}$ ,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi_0 \partial^\mu \varphi_0 - \frac{1}{2} m_0^2 \varphi_0^2 - \frac{1}{4!} \lambda_0 \varphi_0^4 \quad \leftarrow \text{definición de la teoría}$$

$$= \frac{1}{2} Z \partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi - \frac{1}{2} m_0^2 Z \varphi^2 - \frac{1}{4!} \lambda_0 Z^2 \varphi^4,$$

que nos conviene reescribir como

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi - \frac{1}{2} m^2 \varphi^2 - \frac{1}{4!} \lambda \varphi^4$$

misma forma que  $\mathcal{L}$  completo, pero usando campo y parámetros renormalizados  $\equiv \mathcal{L}_{\text{ren}}$

$$+ \frac{1}{2} (\underbrace{Z-1}_{\equiv \delta Z}) (\partial_\mu \varphi)^2 - \frac{1}{2} (\underbrace{Z m_0^2 - m^2}_{\equiv \delta m^2}) \varphi^2 - \frac{1}{4!} (\underbrace{Z^2 \lambda_0 - \lambda}_{\equiv \delta \lambda}) \varphi^4$$

$\uparrow$  no confundir con  $\Delta m^2(p^2) \equiv \text{IP1}$


controtérminos  $\equiv \mathcal{L}_{\text{ct}}$

OJO:  $\delta Z, \delta m^2, \delta \lambda$  NO son infinitesimales!

A partir de  $\mathcal{L}$  escrito en esta nueva forma, y

considerando a todos los contraterminos (incluidos los cuadráticos) como interacciones, podemos fácilmente leer las nuevas reglas de Feynman. Primero en espacio de posición:

• de  $\frac{1}{2}(\partial_\mu \varphi)^2 - \frac{1}{2}m^2 \varphi^2$

 =  $\int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} e^{ip \cdot (x-x')} \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} = \Delta^{-1}(x, x'; m^2)$  ,

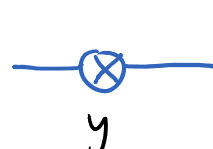
$\uparrow$  masa física  $\uparrow$

• de  $-\frac{1}{4!} \lambda \varphi^4$

 =  $-i \lambda \int d^4 y$  ,

$\uparrow$  acoplamiento físico (por definir)

• de  $\frac{1}{2} \delta z \partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi - \frac{1}{2} \delta m^2 \varphi^2$

 =  $i \int d^4 y (\delta z \overleftarrow{\partial}_\mu \overrightarrow{\partial}^\mu - \delta m^2)$

(porque  $\underbrace{\text{de expresión en Taylor de } e^{iS_{int}}}_{p. 560}$ )

$\int D\varphi \dots \left( i \int d^4 y \frac{\delta z}{2} \frac{\partial \varphi(y)}{\partial y^\mu} \frac{\partial \varphi(y)}{\partial y_\mu} \right) \dots \exp \left[ i \int d^4 x \left\{ \frac{1}{2} \varphi \Delta_x \varphi \right\} + \int d^4 x J \varphi \right]$


$\swarrow -\partial^2 - m^2$

$= \dots i \frac{\delta z}{2} \int d^4 y \frac{\partial}{\partial y^\mu} \left( \frac{\delta}{\delta J(y)} \right) \frac{\partial}{\partial y_\mu} \left( \frac{\delta}{\delta J(y)} \right) \dots \exp \left[ \frac{1}{2} \int d^4 x \int d^4 x' J(x) \Delta^{-1}(x, x') J(x') \right]$

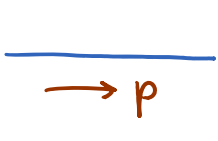
$\uparrow$  pp. 552, 560


$= \dots i \frac{\delta z}{2} \int d^4 y \frac{\partial}{\partial y^\mu} \Delta^{-1}(y, \cdot) \frac{\partial}{\partial y_\mu} \Delta^{-1}(\cdot, y) \dots$  ,

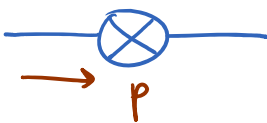
• de  $-\frac{1}{4!} \delta\lambda \varphi^4$


 =  $-i \delta\lambda \int d^4y$  .

En espacio de momentos, esto equivale a

 =  $\frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon}$

 =  $-i\lambda$

 =  $i(\delta Z p^2 - \delta m^2)$

 =  $-i\delta\lambda$

$\int d^4x \partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi$   
 $= \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \frac{d^4p'}{(2\pi)^4} \int d^4x e^{i(p+p') \cdot x} (ip) \cdot (ip') \tilde{\varphi}_p \tilde{\varphi}_{p'}$   
 $\delta^{(4)}(p+p') \Rightarrow p' = -p$

conservando el momento en cada vértice, e integrando  $\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4}$  sobre momentos indeterminados

L9:01/03/13

Es importante tener claro a qué orden en la expansión perturbativa en potencias de la constante de acoplamiento física  $\lambda$  contribuye cada contra término. De la p.642 sabemos que

$$m^2 = m_0^2 + \underbrace{\Delta m^2(m^2)}$$

$$\text{---} \textcircled{\text{IP1}} \text{---} = \text{---} \textcircled{\text{0}} \text{---} + \dots = \mathcal{O}(\lambda_0) ,$$

$$Z = \frac{1}{1 - \Delta m^2(m^2)} = 1 + \mathcal{O}(\lambda_0) ,$$

y queremos escoger una definición de  $\lambda$  tal que

$$\lambda = \lambda_0 + \mathcal{O}(\lambda_0^2) \leftrightarrow \lambda_0 = \lambda + \mathcal{O}(\lambda^2) .$$

L6: 18/02/19

Tenemos entonces

$$\delta Z \equiv Z - 1 = \mathcal{O}(\lambda) ,$$

$$\begin{aligned} \delta m^2 &\equiv Z m_0^2 - m^2 = (1 + \mathcal{O}(\lambda))(m^2 + \mathcal{O}(\lambda)) - m^2 \\ &= \mathcal{O}(\lambda) , \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta \lambda &\equiv Z^2 \lambda_0 - \lambda = (1 + \mathcal{O}(\lambda))(\lambda + \mathcal{O}(\lambda^2)) - \lambda \\ &= \mathcal{O}(\lambda^2) , \end{aligned}$$

de modo que

$$\text{---} \textcircled{\otimes} \text{---} = i(\delta Z p^2 - \delta m^2) \sim \mathcal{O}(\lambda) ,$$

$$\text{---} \textcircled{\otimes} \text{---} = -i \delta \lambda \sim \mathcal{O}(\lambda^2) .$$

Esto muestra (de manera consistente con el propio argumento) que al hacer cálculos al orden más bajo en la expansión perturbativa es válido ignorar los contratérminos — es decir, tenemos  $m^2 = m_0^2$ ,  $\lambda = \lambda_0$ , como usamos antes. A partir del orden que sigue, las reglas de Feynman que habíamos dado antes en términos de los parámetros desnudos  $m_0^2$ ,  $\lambda_0$  siguen siendo válidas, pero lo que deja de ser cierto es que estos coincidan con los parámetros físicos o "renormalizados"  $m^2, \lambda$ .

Historicamente, en muchas de las discusiones originales sobre renormalización se consideraba a los contratérminos  $\mathcal{L}_{ct}$  como términos que se añaden a mano al lagrangiano original  $\mathcal{L}$ , elegidos a mano para cancelar los infinitos. Pero en la perspectiva moderna, en realidad No hemos agregado nada, simplemente hemos separado cada término de  $\mathcal{L}$  en 2 partes,

una de las cuales se refiere más directamente a cantidades físicamente medibles:

$$L = L_{ren} + L_{ct} .$$

Las nuevas reglas de Feynman que hemos obtenido con este procedimiento dan lugar a lo que se conoce como la expansión perturbativa renormalizada. De ahora en adelante utilizaremos este método, que resulta más práctico, aún cuando sería igualmente posible utilizar la expansión perturbativa original, en términos de los parámetros desnudos (y sin contatérminos explícitos), y solo renormalizar —es decir, cambiar a los parámetros físicos— al final, una vez que se tengan los resultados. Pero claramente podremos dormir más tranquilos si nuestra serie de Taylor es en potencias de  $\lambda$ , que es finita, ¡y no de  $\lambda_0$ , que es divergente!

Para que la separación  $\mathcal{L} = \mathcal{L}_{ren} + \mathcal{L}_{ct}$  sea precisa, debemos dar una definición explícita de los parámetros renormalizados  $m^2$ ,  $\lambda$  y el factor de escala de  $\varphi$  (lo cual a su vez definirá  $\delta m^2$ ,  $\delta\lambda$  y  $\delta Z$ ).

Como habíamos dicho ya, si queremos que  $m$  sea la masa física de la partícula, debemos identificar a  $m^2$  como la ubicación del polo en la función de 2 puntos. La normalización de  $\varphi$  quedó también especificada de manera natural al pedir que

$$\tilde{G}_2(p) = \text{---} \underset{\rightarrow p}{\circlearrowright} \text{---} = \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} + \text{términos no singulares en } p^2 = m^2 \quad (1)$$

Después de esto, solo nos falta elegir una definición de  $\lambda$ .

Dado que sabemos que la amplitud de dispersión  $2 \rightarrow 2$

$$i\mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow p_3, p_4) = \text{diagram with a green cross-hatched circle and four external lines labeled } p_1, p_2, p_3, p_4$$

en términos de la expansión perturbativa desnuda da (p.455)

$$\underbrace{\text{diagram 1}}_{-i\lambda_0 = -i\lambda + \mathcal{O}(\lambda^2)} + \underbrace{\text{diagram 2} + \text{diagram 3} + \text{diagram 4} + \dots}_{\mathcal{O}(\lambda^2) \sim \mathcal{O}(\lambda^2)}$$

es decir,

$$i\mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow p_3, p_4) = -i\lambda + \lambda^2 f(\lambda, p_1, p_2, p_3, p_4),$$

resulta natural también definir  $\lambda$  pidiendo que

$$i\mathcal{M}(p_1, p_2 \rightarrow p_3, p_4) = -i\lambda \quad (\text{i.e., } f(\lambda, p_1, \dots, p_4) = 0)$$

para una elección conveniente de  $p_1, \dots, p_4$ ,

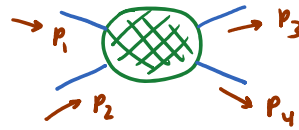
como, p.ej.,

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_2 = \vec{p}_3 = \vec{p}_4 = 0$$

o, en lenguaje covariante bajo Lorentz,

$$i\mathcal{M}(s=4m^2, t=0) = -i\lambda, \quad (2)$$





$p_1 - p_3$   
es momento  
transferido

donde  $s \equiv (p_1 + p_2)^2$ ,  $t \equiv (p_1 - p_3)^2$ ,  $u \equiv (p_1 - p_4)^2$

son las variables de Mandelstam que ya conocíamos del curso anterior (Tarea 5), y satisfacen  $s + t + u = 4m^2$ . si  $p_n^2 = m^2$

Con esta definición,  $\lambda$  representa la intensidad de la interacción  $Z \rightarrow Z$  a bajas energías ( $s \rightarrow 4m^2$ ) y a separaciones grandes en el espaciotiempo ( $t \rightarrow 0$ ).

Las definiciones (1) y (2) son nuestro primer ejemplo de lo que se conoce como condiciones de renormalización, que son convenciones para la traducción a variables físicas.

Estas condiciones claramente No son únicas.

P.ej., podríamos haber elegido definir  $\lambda$  a otra escala de momento. La manera en que esto cambiaría a  $\lambda$  y a los otros parámetros se codifica en el llamado "grupo de renormalización", al cual regresaremos en capítulos más adelante.

Notemos que con estas nuevas reglas de Feynman sigue siendo cierto que

$$\begin{aligned}
 \tilde{G}_2(p) &= \text{diagram with shaded circle} \\
 &= \underbrace{\text{diagram with horizontal line}}_i \underbrace{\text{diagram with circle IP1}}_{-i\Delta m^2(p^2)} + \text{diagram with two circles IP1} + \dots \\
 &= \frac{i}{p^2 - m^2 - \Delta m^2(p^2) + i\epsilon}
 \end{aligned}$$

ahora incluyen diagramas con vértices de contra términos

así que nuestra condición de renormalización (1) equivale a

$$\Delta m^2(m^2) = 0, \quad \Delta m^2'(m^2) = 0 \quad (1')$$

Veamos ahora cómo se implementan estas condiciones, a orden de un lazo en la expansión perturbativa.

Tenemos

$$-i\Delta m^2(p^2) \equiv \text{diagram with dashed line and circle IP1}$$

$$\begin{aligned}
 -i \Delta m^2(p^2) &= \text{diagram 1} + \text{diagram 2} + \mathcal{O}(\lambda^2) \\
 &= -i\lambda \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{i}{k^2 - m^2 + i\epsilon} + i(\delta^2 p^2 - \delta m^2) + \dots
 \end{aligned}$$

$\sigma(\lambda)$  (pointing to diagram 1)  
 $\sigma(\lambda)$  (pointing to diagram 2)  
 $\text{induce } \otimes$  (pointing to diagram 2)  
 $\sigma(\lambda)$  (under the second term)

Sabemos que la integral es (cuadráticamente) divergente en el UV, así que, para hacerla manejable, tenemos primero que modificar la teoría de alguna manera que la vuelva finita. A este paso se le conoce como regularización.

La manera más directa es simplemente reemplazar

$$\int_{-\infty}^{\infty} d^4 k \longrightarrow \int_{-\Lambda}^{\Lambda} d^4 k,$$

es decir, imponer un corte "de fuerza bruta" o "abrupto" o "duro"

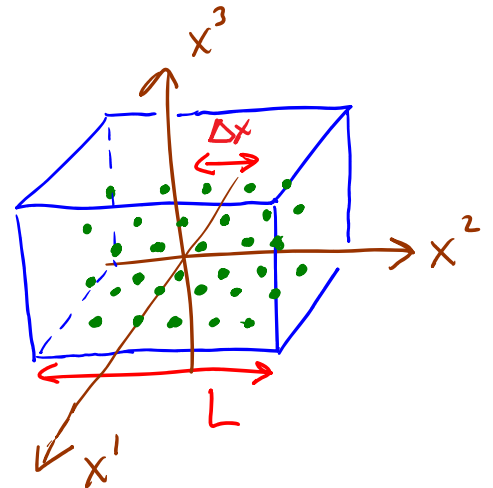
(Inglés: brute-force / sharp / hard cutoff), teniendo en mente que al final del cálculo estaremos interesados en tomar el límite donde el parámetro de corte  $\Lambda \rightarrow \infty$ , para recuperar

la teoría original.

LY: 22/08/17

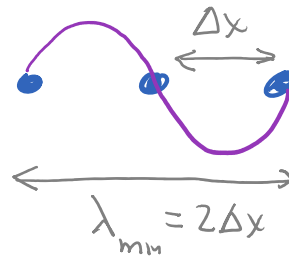
Podemos notar que este tipo de regularización es cercano en espíritu a una segunda posibilidad que resulta quizás más intuitiva: recordando el origen físico de las divergencias UV, es natural eliminarlas definiendo la teoría sobre un espaciotiempo discretizado  $\equiv$  **retícula**

(Como hicimos p.ej. para formular la integral de trayectoria). En esta regularización por retícula, el parámetro de corte es la distancia  $\Delta x$  ( $\rightarrow 0$ )



entre puntos vecinos de la retícula, que en espacio de momentos se traduce en particular en un corte

$$\Lambda = |p_x^{\max}| = \frac{\pi}{\Delta x}$$



En otras palabras, el hecho de que la función