

Teorías de Gauge

Examen
Miércoles 28 de Junio de 2017
Prof: Jorge Alfaro S.

Problema #1

Considere la acción de Cromodinámica Cuántica, para un grupo de gauge G , con constantes de estructura f^{abc} :

$$S = \int d^d x \left(\bar{\psi}(x) (i\gamma_\mu D_\mu - m) \psi(x) - \frac{1}{4} \sum_a (F_{\mu\nu}^a)^2 \right), F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c,$$

$$D_\mu = \partial_\mu - i g t^a A_\mu^a$$

Use el método del "Background Field" (BFM) para encontrar la contribución de los N_f fermiones a la función β de la teoría, :

- Escriba la densidad lagrangiana en el BFM.
- Fije el BF gauge, usando BRST
- Encuentre las reglas de Feynman para los fermiones
- Calcule el(los) diagramas que determinan la contribución de los fermiones a la función β .
- Dado que la contribución a β de fantasmas y campos de YM es:

$$-\frac{g^3}{(4\pi)^2} \frac{1}{3\epsilon} 11 C_A, C_A \delta_{ad} = f^{abc} f^{bcd}$$

encuentre β incluyendo la contribución de N_f especies de fermiones.

(f) Encuentre la variación con la escala de la constante de acoplamiento g , en el límite infrarrojo y en el límite ultravioleta, *cuando esté justificado usar teoría de perturbaciones*.

Sol:

En la acción fermiónica reemplacemos A por $A_c + \bar{Q}$, donde A_c es el BF, se genera el vértice $\bar{\psi}(x) (\gamma_\mu g t^a A_{c\mu}^a) \psi(x)$

(c) Las reglas de Feynman para los fermiones son:

$$S_F(p) = \leftarrow p = \frac{i(p_\mu \gamma^\mu + m)}{p^2 - m^2 + i\epsilon}, \text{ vertice} = i g t^a \gamma^\mu$$

(d) Necesitamos calcular la contribución 1-loop de los fermiones a Z_A . Esta es la misma que en QED:

$$\begin{aligned} &= \text{tr}(t^a t^b) N_f \Pi^{\mu\nu}(q) \\ \Pi^{\mu\nu}(q) &= -g^2 \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \text{tr}(\gamma^\mu S_F(k) \gamma^\nu S_F(k+q)) \end{aligned}$$

Usamos:

$$\text{tr}(\gamma^\mu \gamma^\alpha \gamma^\nu \gamma^\beta) = 4(\eta^{\mu\alpha} \eta^{\nu\beta} - \eta^{\mu\nu} \eta^{\alpha\beta} + \eta^{\mu\beta} \eta^{\nu\alpha})$$

para obtener:

$$\begin{aligned} \Pi^{\mu\nu}(q) &= -4g^2 \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \frac{k^\mu (k+q)^\nu + k^\mu (k+q)^\nu - \eta^{\mu\nu} (k(k+q) - m^2)}{(k^2 - m^2)((k+q)^2 - m^2)} = \\ &= -4g^2 \int_0^1 dx \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \frac{k^\mu (k+q)^\nu + k^\mu (k+q)^\nu - \eta^{\mu\nu} (k(k+q) - m^2)}{((k+xq)^2 + q^2 x(1-x) - m^2)^2}, k \rightarrow k-xq, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -4g^2 \int_0^1 dx \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \frac{(k-xq)^\mu (k+(1-x)q)^\nu + (k-xq)^\nu (k+(1-x)q)^\mu - \eta^{\mu\nu} (k-xq)^\alpha (k+(1-x)q)_\alpha - m^2}{(k^2 + q^2 x(1-x) - m^2)^2} = \\
& \quad -4g^2 \int_0^1 dx \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \frac{2k^\mu k^\nu - 2x(1-x)q^\mu q^\nu - \eta^{\mu\nu} (k^2 - x(1-x)q^2 - m^2)}{(k^2 + q^2 x(1-x) - m^2)^2} = \\
& -4g^2 \int_0^1 dx \frac{i}{(4\pi)^2} \left(\frac{M}{4\pi}\right)^{\frac{d}{2}-2} \Gamma(2-\frac{d}{2}) \left(\eta^{\mu\nu} (x(1-x)q^2 + m^2) - 2x(1-x)q^\mu q^\nu - \left(\frac{2}{d}-1\right) \eta^{\mu\nu} \frac{d}{2} \frac{M}{1-\frac{d}{2}} \right) \\
& = -4g^2 \int_0^1 dx \frac{i}{(4\pi)^2} \left(\frac{M}{4\pi}\right)^{\frac{d}{2}-2} \Gamma(2-\frac{d}{2}) (2x(1-x)(q^2 \eta^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu)), M = m^2 - q^2 x(1-x)
\end{aligned}$$

Sea $\epsilon = 2 - \frac{d}{2}$. El polo en ϵ es:

$$PP \Pi^{\mu\nu} = -4g^2 \frac{i}{(4\pi)^2} \frac{1}{\epsilon} \int_0^1 dx 2x(1-x) (q^2 \eta^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu) = -\frac{4}{3} g^2 \frac{i}{(4\pi)^2} \frac{1}{\epsilon} (q^2 \eta^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu)$$

Con $tr(t^a t^b) = C(r) \delta_{ab}$, se obtiene

$$Z'_A = -\frac{4}{3} g^2 \frac{1}{(4\pi)^2} \frac{1}{\epsilon} C(r) N_f$$

Con lo cual:

$$Z_A = \frac{g^2}{(4\pi)^2} \frac{1}{3\epsilon} (11C_A - 4C(r)N_f), C_A \delta_{ad} = f^{abc} f^{bcd}$$

Esto es:

$$\beta(g) = -\frac{g^3}{(4\pi)^2} \frac{1}{3\epsilon} (11C_A - 4C(r)N_f)$$

f) Límite ultravioleta. Podemos usar teoría de perturbaciones si $\frac{11C_A - 4C(r)N_f}{3(4\pi)^2} = B > 0$

Límite infrarrojo. Podemos usar teoría de perturbaciones si $B < 0$

Con $\mu = \mu_0 e^t$, obtenemos

$$\frac{dg}{dt} = -Bg^3 \rightarrow g^2 = \frac{g_0^2}{1 + 2Bg_0^2 t}, t = \ln(k^2)$$

Con $B > 0$ $g \rightarrow 0$ para $k^2 \rightarrow \infty$. La teoría es asintóticamente libre.

Con $B < 0$ $g \rightarrow 0$ para $k^2 \rightarrow 0$. La teoría es libre en el infrarrojo.

Problema #2

Considere las transformaciones de gauge siguientes, donde $h_{\mu\nu}$ es simétrico:

$$\delta h_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu \Lambda_\nu(x) + \partial_\nu \Lambda_\mu(x) \quad (1)$$

(a) Muestre que forman un álgebra cerrada.

(b) Encuentre la acción cuadrática en los campos $h_{\mu\nu}$, con ecuación de movimiento cuadrática en momentos, más general invariante bajo δ .

(c) Encuentre las transformaciones BRST de los campos, incluyendo fantasmas, antifantasma y campos auxiliares.

(d) Pruebe que las transformaciones encontradas en (c) son nilpotentes.

(e) Usando el método BRST, fije un gauge cuadrático (en la acción), con un parámetro libre α .

(f) Encuentre el propagador de los fantasmas en espacio de momentum.

Sol:

$$(a) [\delta_{\Lambda_1}, \delta_{\Lambda_2}]h_{\mu\nu} = \delta_{\Lambda_1}(\partial_\mu\Lambda_{2\nu}(x) + \partial_\nu\Lambda_{2\mu}(x)) - (1 \leftrightarrow 2) = 0$$

(b)

$S = h_{\mu\nu}s_{\mu\nu\alpha\beta}h_{\alpha\beta}$, $s_{\mu\nu\alpha\beta}$ simétrico en $\alpha\beta y \mu\nu$. Además simétrico bajo $(\alpha\beta \leftrightarrow \mu\nu)$, $\delta S = h_{\mu\nu}s_{\mu\nu\alpha\beta}(p_\alpha\Lambda_\beta + p_\beta\Lambda_\alpha) = 0$

$$s_{\mu\nu\alpha\beta}p_\alpha = 0$$

$$s_{\mu\nu\alpha\beta} = a_1p_\mu p_\nu \eta_{\alpha\beta} + a_2p_\mu p_\alpha \eta_{\nu\beta} + a_3p_\mu p_\beta \eta_{\alpha\nu} + a_4p^2 \eta_{\mu\nu} \eta_{\alpha\beta} + a_5p^2 \eta_{\mu\alpha} \eta_{\beta\nu} + a_6p^2 \eta_{\mu\beta} \eta_{\alpha\nu} + a_7\eta_{\mu\nu} p_\alpha p_\beta + a_8\eta_{\mu\alpha} p_\beta p_\nu + a_9p_\alpha p_\nu \eta_{\mu\beta}$$

$$a_1p_\mu p_\nu p_\beta + a_2p_\mu p^2 \eta_{\nu\beta} + a_3p_\mu p_\nu p_\beta + a_4p^2 \eta_{\mu\nu} p_\beta + a_5p^2 p_\mu \eta_{\beta\nu} + a_6p^2 p_\nu \eta_{\mu\beta} + a_7\eta_{\mu\nu} p^2 p_\beta + a_8p_\mu p_\nu p_\beta + a_9p^2 p_\nu \eta_{\mu\beta} = 0$$

$$a_1 + a_3 + a_8 = 0, a_2 + a_5 = 0, a_4 + a_7 = 0, a_6 + a_9 = 0$$

Impongamos simetría en $(\alpha \leftrightarrow \beta)$

$$a_2 = a_3, a_5 = a_6, a_8 = a_9$$

Impongamos simetría en $(\mu \leftrightarrow \nu)$

$$a_2 = a_9, a_3 = a_8, a_5 = a_6$$

Se tiene:

$$a_9 = a_8 = a_2 = a_3 = -a_1/2, a_6 = a_1/2 = a_5, a_7 = -a_4,$$

Impongamos simetría en $(\alpha\beta) \leftrightarrow (\mu\nu)$:

$$a_1(p_\mu p_\nu \eta_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}p_\mu p_\alpha \eta_{\nu\beta} - \frac{1}{2}p_\mu p_\beta \eta_{\alpha\nu} + \frac{1}{2}p^2 \eta_{\mu\alpha} \eta_{\beta\nu} + \frac{1}{2}p^2 \eta_{\mu\beta} \eta_{\alpha\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\alpha} p_\beta p_\nu - \frac{1}{2}p^2 p_\nu \eta_{\mu\beta}) + a_4(p^2 \eta_{\mu\nu} \eta_{\alpha\beta} - \eta_{\mu\nu} p_\alpha p_\beta) = a_1(p_\alpha p_\beta \eta_{\mu\nu} - \frac{1}{2}p_\alpha p_\mu \eta_{\nu\beta} + \frac{1}{2}p^2 \eta_{\mu\alpha} \eta_{\beta\nu} + \frac{1}{2}p^2 \eta_{\mu\beta} \eta_{\alpha\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\alpha} p_\beta p_\nu - \frac{1}{2}p_\mu p_\beta \eta_{\alpha\nu}) + a_4(p^2 \eta_{\mu\nu} \eta_{\alpha\beta} - \eta_{\alpha\beta} p_\mu p_\nu)$$

Por lo tanto

$$a_4 = -a_1$$

Esto es:

$$s_{\mu\nu\alpha\beta} = a_1(p_\mu p_\nu \eta_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}p_\mu p_\alpha \eta_{\nu\beta} - \frac{1}{2}p_\mu p_\beta \eta_{\alpha\nu} + \frac{1}{2}p^2 \eta_{\mu\alpha} \eta_{\beta\nu} + \frac{1}{2}p^2 \eta_{\mu\beta} \eta_{\alpha\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\alpha} p_\beta p_\nu - \frac{1}{2}p^2 p_\nu \eta_{\mu\beta} - p^2 \eta_{\mu\nu} \eta_{\alpha\beta} + \eta_{\mu\nu} p_\alpha p_\beta)$$

La acción es:

$$S = a_1 \int d^n x (h_{\mu\nu, \mu\nu} h_{\alpha\alpha} - h_{\mu\mu, \alpha} h_{\nu\nu, \alpha})$$

Transformación BRST:

$$\delta h_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu c_\nu(x) + \partial_\nu c_\mu(x)$$

$$\delta c_\nu(x) = 0$$

$$\delta \bar{c}_\nu(x) = b_\nu(x)$$

$$\delta b_\nu(x) = 0$$

obviamente nilpotente.

Gauge fixing:

$$\delta(\beta \bar{c}_\nu(x) b^\nu(x) + \bar{c}^\nu(x) h_{\nu\alpha, \alpha}) = \beta b_\nu b^\nu + b^\nu h_{\nu\alpha, \alpha} - \bar{c}^\nu(x)(c_{\alpha, \alpha\nu} + c_{\nu, \alpha\alpha})$$

Integrando:

$$-\frac{1}{4\beta^2}h_{\nu\alpha,\alpha}h_{\nu\beta,\beta} - \bar{c}^\nu(x)(c_{\alpha,\alpha\nu} + c_{\nu,\alpha\alpha})$$

Propagadores:

i) Fantasma:

$$\begin{aligned} p_\alpha p_\nu F_{\alpha\beta} + p^2 F_{\nu\beta} &= \eta_{\nu\beta} & F_{\alpha\beta} &= Ap_\alpha p_\beta + B\eta_{\alpha\beta} \\ Ap^2 p_\nu p_\beta + Bp_\nu p_\beta + p^2 Ap_\nu p_\beta + p^2 B\eta_{\nu\beta} &= \eta_{\nu\beta} \\ 2Ap^2 + B = 0, p^2 B = 1, B &= \frac{1}{p^2}, A = -\frac{1}{2(p^2)^2} \\ F_{\alpha\beta} &= \frac{1}{p^2}(\eta_{\alpha\beta} - \frac{1}{2p^2}p_\alpha p_\beta) \end{aligned}$$

Tiempo:3:30 horas

Algunas fórmulas útiles

NOTA: En esta prueba usaremos la métrica de Sakita: $g_{00} = 1, g_{ii} = -1$.

$$\begin{aligned} \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \frac{1}{(k^2 - M)^n} &= \frac{(-1)^n i \Gamma(n - d/2)}{(4\pi)^{d/2} \Gamma(n)} (M)^{d/2 - n} \\ \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \frac{k^\mu k^\nu}{(k^2 - M)^n} &= \frac{(-1)^{n-1} i g^{\mu\nu} \Gamma(n - d/2 - 1)}{(4\pi)^{d/2} 2 \Gamma(n)} (M)^{1 + d/2 - n} \end{aligned}$$

$$\text{tr}(\gamma^\mu \gamma^\alpha \gamma^\nu \gamma^\beta) = 4(\eta^{\mu\alpha} \eta^{\nu\beta} - \eta^{\mu\nu} \eta^{\alpha\beta} + \eta^{\mu\beta} \eta^{\nu\alpha}),$$

$$\text{tr}(t^a t^b) = C(r) \delta_{ab}$$