

FADDEEV - POPOV QUANTIZATION of NON-ABELIAN GAUGE THEORIES

Vorremmo definire l'integrale sui cammini (P.I.) per la teoria di Y.M. come

$$\int_{\mathcal{A}} DA e^{iS_{YM}[A]} \quad (*)$$

\mathcal{A} ← spazio di tutte le connessioni sullo spazio-tempo
→ è uno SPAZIO AFFINE (infinito-dimensionale)

C'è un PROBLEMA: l'integrando è invariante sotto trasf. di gauge ed è costante lungo le orbite di gauge (cioè è uguale su tutto un sottoinsieme di \mathcal{A} i cui punti sono legati da trasf. di gauge.)

⇒ l'integrale diverge per overcounting.

→ vogliamo integrare solo lungo config. inequivalenti

⇒ il P.I. corretto dovrebbe essere

$$\int_{\mathcal{A}/\Omega_x} D\mu(A) e^{iS_{YM}[A]}$$

← non-trivial top.; not clear which measure is OK; ...

Esempio finito-dimensionale

Prendiamo funzione $f: \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}$ che sia

INVARIANTE SOTTO ROTAZIONI sul piano, cioè

$$f(x,y) \equiv g(r) \quad r = \sqrt{x^2+y^2}$$

Pezzo che vorremmo tenerci come vero P.I.

Ora: $\int_{\mathbb{R}^2} dx dy e^{-f(x,y)} = 2\pi \int_0^\infty r dr e^{-g(r)}$

ma, gli analoghi di r (coord. proprie da usare) e

$\equiv \text{vol}(SO(2))$ (*)

proprie da usare) e

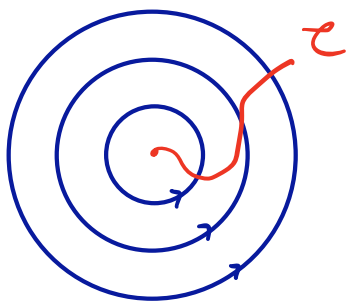
in YM ottenremmo ∞

$r dr$ (misura sullo

sp. quoziente $\mathbb{R}^2/SO(2)$)

sono dubbi nel caso

infinito dimensionale



Vogliamo ora ritrovare il risultato (*) in un altro modo.

Sia C una curva in \mathbb{R}^2 che parte da origine e interseca ogni ORBITA di $SO(2)$ in un solo pto e

definibile come luogo dei pt

$$C = \{ \bar{x} \in \mathbb{R}^2 \mid G(\bar{x}) = 0 \}$$

con $G(\bar{x})$ t.c. $\forall \bar{x} \exists ! R \in SO(2)$ t.c. $G(R\bar{x}) = 0$

e $G(\bar{x}) = G(R\bar{x}) \Leftrightarrow R = \mathbb{1}$. ($G(\bar{x})=0$ è il gauge fixing)

$\Sigma \subset \mathbb{R}^2$ è un modo di immergere lo spazio delle orbite $(\mathbb{R}^2/SO(2))_{/SO(2)} \cong \mathbb{R}^1$ nel piano.

Consideriamo ora l'integrale

$$\int_{\mathbb{R}^2} dx dy \delta(G(\bar{x})) e^{-f(x,y)}$$

↓

La δ -funct. restringe l'integrale su config. inequivalenti, ma l'integrale dipende dalla scelta di gauge fixing $G(\bar{x})$.

Qto accade perché la δ -funct. cambia se noi cambiamo $G(\bar{x})$.

Per tenerne conto, definiamo

$$\Delta_G(\bar{x}) = \frac{\partial}{\partial \alpha} G(R_\alpha \bar{x}) \Big|_{\alpha=0}$$

← ci basta considerare le trasf. infinitesime per fare qta derivata

Ora, il nuovo integrale

$$\int_{\mathbb{R}^2} dx dy |\Delta_G(\bar{x})| \delta(G(\bar{x})) e^{-f(x,y)} \quad (*)$$

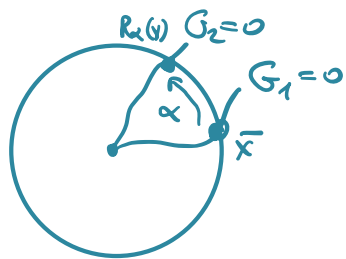
NON cambia se cambiamo la "gauge slice":

Prendiamo due gauge slices $G_1(\bar{x})=0$ e $G_2(\bar{x})=0$.

Fissata un'orbita $r=r_0$, possiamo sempre risolvere

$$G_1(\bar{x}) = c \cdot G_2(R_\alpha \bar{x}) \quad \text{in qualche } \alpha \in \text{SO}(2)$$

(cambiando orbita, cambia α che realizza qta uguaglianza, quindi α dip. da r)



$$R_\alpha(r), c(r)$$

Da qui ricaviamo che

$$1) \left. \frac{\partial G_1(R_\beta \bar{x})}{\partial \beta} \right|_{\beta=0} = c \cdot \left. \frac{\partial G_2(R_{\alpha+\beta} \bar{x})}{\partial \beta} \right|_{\beta=0} \rightarrow \Delta_{G_1}(\bar{x}) = c \cdot \Delta_{G_2}(R_\alpha \bar{x})$$

$$2) \delta(G_1(\bar{x})) = \delta(c \cdot G_2(R_\alpha \bar{x})) = \frac{1}{c} \delta(G_2(R_\alpha \bar{x}))^{(*)}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \int d^2x |\Delta_{G_1}(\bar{x})| \delta(G_1(\bar{x})) e^{-f(x,y)} &= \\ &= \int d^2x |\Delta_{G_2}(R_\alpha \bar{x})| \delta(G_2(R_\alpha \bar{x})) e^{-f(\bar{x})} = f(R_\alpha \bar{x}) \\ &\quad \uparrow \text{inv. sotto trasf. } R_\alpha(r) \quad \begin{matrix} r' = r \\ \theta' = \theta + \alpha(r) \end{matrix} \quad J = \begin{pmatrix} 1 & \alpha'(r) \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \int d^2x |\Delta_{G_2}(\bar{x})| \delta(G_2(\bar{x})) e^{-f(\bar{x})} \end{aligned}$$

(*) • Def. $\tilde{G}(r, \theta) = G(r \cos \theta, r \sin \theta)$.

• Vuolo $\tilde{G}(r, \theta) = 0$ seleziono un θ per ogni $r \rightarrow \theta = \theta(r)$

$$\delta(\tilde{G}(r, \theta)) = \left| \frac{\partial \tilde{G}}{\partial \theta} \right|^{-1} \delta(\theta - \theta(r))$$

Se moltiplichiamo $\tilde{G}(r, \theta) \rightarrow c(r) \tilde{G}(r, \theta)$ vediamo subito

$$\text{che } \delta(c(r) \tilde{G}(r, \theta)) = \frac{1}{c(r)} \delta(\tilde{G}(r, \theta))$$

Esempio: $C = \text{asse-}x$, cioè $G(\bar{x}) = y$

$$\rightarrow G(R_\alpha \bar{x}) = -x \sin \alpha + y \cos \alpha$$

$$\rightarrow \Delta_G(\bar{x}) = \left. \frac{\partial}{\partial \alpha} (-x \sin \alpha + y \cos \alpha) \right|_{\alpha=0} = -x$$

$$\begin{aligned} \rightarrow (o) &= \int_{\mathbb{R}^2} dx dy |x| \delta(y) e^{-f(x,y)} = \int_{-\infty}^{+\infty} dx |x| e^{-f(x,0)} \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} dx |x| e^{-g(|x|)} = 2 \int_0^{\infty} dr r e^{-g(r)} \end{aligned}$$

↑
dip. da $|x|$
perché inv. sotto
rotaz. di π

ma perché fattore 2? Perché C interseca 2 volte
ciascuna orbita di $SO(2)$. (Vedi COPIE di GRIBOV.)



Per ogni funz. $G(\bar{x})$ che "fissa la gauge", possiamo
scrivere l'integrale sopra $(\mathbb{R}^2 \setminus \{o\}) / SO(2) \cong \mathbb{R}^+$ come

$$\int_{\mathbb{R}^+} dr r e^{-g(r)} = \frac{1}{2} \int_{\mathbb{R}^2} dx dy |\Delta_G(\bar{x})| \delta(G(\bar{x})) e^{-f(x,y)}$$

2 = # pti intersez.
con curva

Il vantaggio è che l'integrale di destra è su uno
SPAZIO AFFINE con una MISURA standard.

Quando le variabili \bar{x} sono di più e i parametri delle trasformazioni che modifichiamo sono maggiori di uno, allora dobbiamo considerare il fattore

$$|\Delta_G(\bar{x})| \prod_a \delta(G^a(\bar{x}))$$

$$\equiv \det \left(\frac{\partial G^a(\bar{x}^\alpha)}{\partial x^b} \right)$$

\bar{x}^α è il trasformato di \bar{x} sotto transf. labelate da x^a

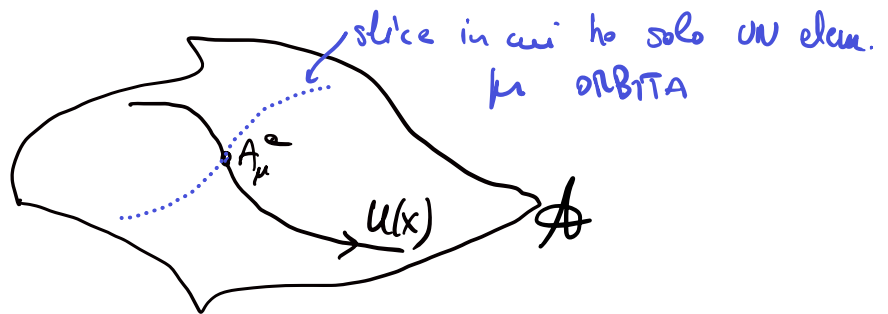
Ancora una volta, questo ci permette di esprimere l'integrale sopra lo spazio quoziente come un'integrale su uno spazio AFFINE con misura standard.

→ Qto molto utile in teorie di Gauge dove qto sp. affine è \mathcal{A} .

⇒ Possiamo quindi a trattare le

TEORIE DI GAUGE

In YM, possiamo fissare la gauge pescando una connessione



in ogni ORBITA determinate da $U(x) = e^{i\alpha(x)}$ $\alpha = \alpha^a t^a$

$$[A_\mu] = \{ A_\mu^\alpha \mid U(x) = e^{i\alpha(x)} \in \Omega_* \}$$

→ qto viene fatto scegliendo un embedding

$$\mathcal{A}/\Omega_x \subset \mathcal{A}$$

specificato dal luogo degli zeri di una funzione $G(A)$, che necessariamente sarà NON-gauge inv.:

$$G(A) = 0 \iff G^a(A) = 0$$

↑ \in rep. Adj. (dobbiamo fissare $\# = \dim G$ vettori A_μ^a)

- Una scelta comune è prendere una funzione LOCALE, per esempio $G(A) = A^0(x)$
dip. da (un solo) x .

La funzione $-\delta$ sarà

$$\delta(G(A)) \stackrel{''}{=} \prod_{x \in \mathbb{R}^{13}} \delta(G(A(x)))$$

Il determinante di Faddeev-Popov sarà

$$\Delta_{FP}(A) = \det \frac{\delta G^a(A^\alpha(x))}{\delta \alpha^b(y)} \Big|_{\alpha=0}$$

dove $A_\mu^{\alpha a}(x) = A_\mu^a(x) + (D_\mu \alpha(x))^a$

α in rep. Adj.
 D_μ derivata cov. che agisce su rep. Adj.

Possiamo quindi scrivere

$$\int_{\mathcal{A}/\Omega_g} D\mu(A) e^{iS[A]} = \int_{\mathcal{A}} DA |\Delta_{FP}(A)| \delta(G(A)) e^{iS[A]} \quad (*)$$

↑ assumeremo che $\det > 0$
e toglieremo il modulo

- Nota: questo risultato si può ottenere con procedim. analogo a quello visto nel corso Teoria dei Campi II (vedi appendice).
- $\Delta_{FP} \delta(G)$ ci restringe a una gauge slice arbitraria ma non lascia nessuna dip. dalle funz. $G(A)$, cioè dalla gauge slice scelta.
- $\Delta_{FP}(A) = \det \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha} \Big|_{\alpha=0}$

Prenderemo funz. $G(A)$ che siano LINEARI in A

$\Rightarrow \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha}$ non dip. da α e possiamo semplicemente scrivere

$$\Delta_{FP}(A) = \det \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha}$$

Per casi espliciti, prenderemo $G(A) = \partial_\mu A^\mu$ ← "Gauge di Lorentz"

- $\Delta_{FP}(A)$ DIPENDE da A , a differenza della teoria abeliana.

• Il P.I. (0) non è scritto nella forma $\int \mathcal{D}\varphi e^{iS(\varphi)}$ e quindi non possiamo applicare in maniera diretta il metodo dei diagrammi di Feynman per calcolare i correlatori.

• Ricordiamo che (0) è INDIPENDENTE dalle scelte della funz. $G(A)$, quindi se cambiamo $G^a(A) \mapsto G^a(A) - \omega^a$, otteniamo lo stesso risultato.

↓
Usiamo questo per riscrivere la $\delta(G)$ in forma a noi più utile.

$$(0) = \int \mathcal{D}A \Delta_{FP}(A) \delta(G(A) - \omega) e^{iS(A)} =$$

$$= N_{\xi} \int \mathcal{D}\omega e^{-\frac{i}{2\xi} \int \omega^2} \int \mathcal{D}A \Delta_{FP}(A) \delta(G(A) - \omega) e^{iS(A)}$$

$$\text{con } N_{\xi}^{-1} = \int \mathcal{D}\omega e^{-\frac{i}{2\xi} \int \omega^2} \quad \text{e} \quad \omega^2 = \omega^a \omega^a$$

← applico la δ

$$= N_{\xi} \int \mathcal{D}A \Delta_{FP}(A) e^{iS(A) - \frac{i}{2\xi} \int G^a(A) G^a(A)}$$

↑ termine di gauge fixing in L

a meno di fattore

$$\cong \int \mathcal{D}A \Delta_{FP}(A) e^{iS + iS_{g.f.}}$$

Come vedremo, il termine $\Delta_{FP}(A)$ non contribuisce al propagatore (non genera termini quadratici nella non L).

Possiamo quindi fare una gauge e calcolarci il propag. con la scelta $G^{\alpha\mu}(A) = \partial_\mu A^{\alpha\mu}$

Il termine quadratico in $S + S_{gf}$ è: $\left[S_{gf} = -\frac{1}{2\xi} \int (\partial^\mu A_\mu)^2 \right]$

$$- \int d^4x \left(\frac{1}{4} (\partial_\mu A_\nu^\alpha - \partial_\nu A_\mu^\alpha) (\partial^\mu A^{\alpha\nu} - \partial^\nu A^{\alpha\mu}) + \frac{1}{2\xi} (\partial_\mu A^{\alpha\mu}) (\partial_\nu A^{\alpha\nu}) \right)$$

$$= -\frac{1}{2} \int d^4x d^4y \Omega^{\alpha\mu, \beta\nu}(x, y) \cdot A_\mu^\alpha(x) A_\nu^\beta(y)$$

dove $\Omega^{\alpha\mu, \beta\nu}(x, y) = \eta^{\mu\nu} \frac{\partial^2}{\partial x^\alpha \partial y^\beta} \delta^{(\mu)}(x-y) \delta^{\alpha\beta} - \left(1 - \frac{1}{\xi}\right) \frac{\partial^2}{\partial x_\mu \partial y_\nu} \delta^{(\mu)}(x-y) \delta^{\alpha\beta} =$

$$= \frac{1}{(2\pi)^4} \delta^{\alpha\beta} \int d^4p \left(\eta^{\mu\nu} (p^2 - i\epsilon) - \left(1 - \frac{1}{\xi}\right) p^\mu p^\nu \right) e^{ip(x-y)}$$

Prendiamo l'inverso di Ω , e otteniamo il PROPAGATORE di Feynman per il BOSONE DI GAUGE

$$D_{F\mu\nu}^{\alpha\beta}(x, y) = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \left(\eta_{\mu\nu} + \left(\frac{\xi}{\xi-1}\right) \frac{p_\mu p_\nu}{p^2} \right) \delta^{\alpha\beta} \frac{-i}{p^2 + i\epsilon} e^{ip(x-y)}$$

$\xi = 1$: Feynman-Hellmann

$\xi = 0$: Landau

GRIBOV AMBIGUITY

Per "fissare bene la gauge" (c'è buona scelta di funz. $G(A)$), $G(A) = 0$ dovrebbe produrre una superficie che interseca ogni orbita di gauge TRASVERSALMENTE e SOLO in un PUNTO (e tale pto deve esistere).

L'esistenza di tale superficie dipende dalle proprietà globali top. di \mathcal{A}/Ω_x

Quindi, $G(A)$ deve soddisfare due condizioni:

- 1) dato \bar{A}_μ , troviamo sempre α t.c. $G(\bar{A}_\mu^\alpha) = 0$;
- 2) la soluz. trovata al pto (1) è unica.

Esempio abeliano:

$$A^\alpha = A + d\alpha \quad ; \quad \underset{\substack{\uparrow \\ \text{Lorentz gauge}}}{G(A^\alpha) = 0} \iff 0 = \partial_\mu A^\mu + \square \alpha$$

→ dobbiamo quindi risolvere $\square \alpha = u$ con $u = \partial_\mu A^\mu$.

Qto si dimostra essere sempre possibile (anche nel caso non-abeliano).

→ c'è un'unica soluzione?

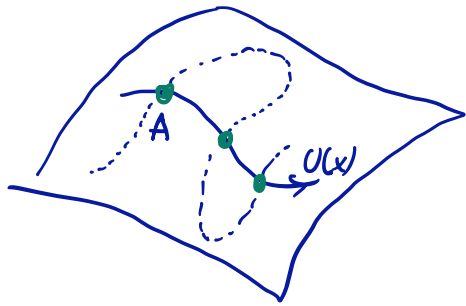
• connessioni che obbediscono $\partial_\mu A^\mu = 0$ sono "ortogonali" alle connessioni che sono pure gauge

⇒ deformare la nostra connessione in un modo che obbedisca alla gauge di Lorentz ci porta in una direzione

che è ORTOGONALE all'orbita di gauge (inters. trasv.)

→ Partendo da un pto in \mathcal{A} e integrando lungo una slice, si includono solo config. inequivalenti finché siamo vicini al pto di partenza.

Ci saranno dei problemi quando (come nel caso finito d'm) la slice $G(A)=0$ interseca le orbite di gauge più volte.



ci sono config. gauge equiv.
sulle surf. $G(A)=0$

Qti pti sono "distanti" in \mathcal{A} e si chiamano **COPIE DI GRIBOV**.

Singer dimostrò che tale **AMBIGUITÀ DI GRIBOV** (cioè ^{può essere non-rob.} l'esistenza di più di una sol. in $G(A)=0$) è **INEVITABILE** a causa della topologia di \mathcal{A}/Ω_v (\mathcal{A} ha la struttura di un principal bundle sulla base \mathcal{A}/Ω_v . Si d'm. che non esiste una sezione globale di tale fibrato.)

Lavorando perturbativam. non ci accorgiamo di tale ambiguità, perché stiamo sempre vicini a un pto di partenza.

DETERMINANTE DI FADDEEV - POPOV e GHOSTS

$$P.L. : \int DA \Delta_{FP}(A) e^{iS[A] - \frac{i}{2\xi} \int (\partial^\mu A_\mu)^2}$$

$$\Delta_{FP}(A) \equiv \det \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha} = \det \left[\underbrace{\frac{1}{g} \partial^\mu D_\mu}_{\text{automorfismo in } V_{Adj} \otimes \mathbb{1}_{\text{Lorentz}} \otimes \{\text{function}\}} \right]$$

$$\frac{\delta (\partial^\mu A_\mu^\alpha)}{\delta \alpha} = \frac{\delta (\partial^\mu (A_\mu^\alpha + D_\mu \alpha))}{\delta \alpha}$$

Il determinante di ogni operatore può essere rappresentato da un integrale su oggetti a valori nei numeri di Grassmann :

$$\det M = \int d^N \xi d^N \bar{\xi} e^{i \bar{\xi}^T M \xi}$$

M è matrice di op. su V_n

Abbiamo integrato su $\xi \in V_n$

$$\Delta_{FP}(A) = \int Dc D\bar{c} e^{i \int d^4x \bar{c}(x) (-\partial^\mu D_\mu) c(x)}$$

$$c, \bar{c} \in V_{Adj} \otimes \mathbb{1}_{\text{Lorentz}} \otimes \{\text{function}\} \otimes \{\text{Grassmann numbers}\}$$

⇒ c è un **CAMPO SCALARE** nella **RAPP. AGGIUNTA** a valori nei numeri di Grassmann

↳ Questo camp. AUSILIARIO ha la relazione spinistica
 Ave SPIN e STATISTICA → non può essere associato
 a particelle FISICHE → GHOSTS di FP

$$P.L. : \int \mathcal{D}A \mathcal{D}c \mathcal{D}\bar{c} e^{iS[A] - \frac{i}{2\epsilon} \int (\partial^\mu A_\mu)^2 + i \int \mathcal{L}_{gh}}$$

P.L. scritto
nella maniera
che ci permette
di applicare
regole di Feynman

$$\mathcal{L}_{gh} = \bar{c} (-\partial^\mu D_\mu) c = \bar{c}^a (\delta^{ab} (-\partial^2) + g \partial^\mu f^{abc} A_\mu^b) c^c$$

osservazione:

La Lagrangiana \mathcal{L}_{gh} (e quindi la Lagrangiana totale) è INVARIANTE sotto

$c \mapsto e^{i\chi} c$

$$c \mapsto e^{i\chi} c$$

$$\bar{c} \mapsto e^{-i\chi} \bar{c}$$

χ cost

Sapere
simul. di L
è importante
perché da inf
su possibili
correlatori

↪ la corrispondente carica conservata si chiama

GHOST NUMBER Q_{gh} ; è f.c. (usando regole comm. canoniche)

$$\{Q_{gh}, c\} = c \quad \{Q_{gh}, \bar{c}\} = -\bar{c}$$

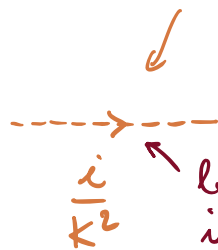
$$\text{e } \{Q_{gh}, \varphi\} = 0 \quad \varphi = \{ \text{tutti gli altri campi} \}$$

In termini dei campi

$$Q_{gh} = \int d^3x [-\bar{c}^a (D_0 c)^a + \partial_0 \bar{c}^a c^a]$$

Regole di Feynman per i Ghosts:

$$\mathcal{L}_{gh} = \bar{c}^a (-\partial^2 \delta^{ab} + g \partial^\mu f^{abc} A_\mu^b) c^c$$



la freccia mostra
il flusso del ghost n°



APPENDICE: metodo di FP

Per individuare o rappresentare in clone di equiv. punto

$$G(A) = 0 \iff G^a(A) = 0$$

↖ e rap. Adj (obvious \Rightarrow essere \neq di un vettore A_μ^a)

($G(A)$ non deve essere gauge invariante)

Usiamo il seguente trucco (FP) \leftarrow valido se $\exists!$ soluz. all'eq. $G(A) = 0$

$$1 = \int D\alpha \delta(G(A^\alpha)) \det\left(\frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha}\right)$$

Generalizzazione di:
 $\delta[f(x)] = \sum_i \left| \frac{df}{dx} \right|^{-1}_{x=x_0^i} \delta(x-x_0^i)$
 Se c'è unica soluz.
 $1 = \int \delta[f(x)] \left| \frac{df}{dx} \right|_{x=x_0} dx$

$$A_\mu^{\alpha a} = A_\mu^a + \frac{1}{g} (D_\mu \alpha)^a \quad A_\mu \rightarrow g A_\mu$$

Prendiamo $G(A)$ lineare in A

Se molte soluzioni:

$\Rightarrow \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha}$ NON DIPENDE DA $\alpha!$

$$\int dx \delta(f(x)) \frac{df}{dx} = \sum_{i=1}^N \int dx \delta(x-x_0^i) = N$$

$$\left[\frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha} = \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta A} \frac{\delta A^\alpha}{\delta \alpha} \right]$$

$$\Rightarrow N = \int D\alpha \delta(G(A^\alpha)) \det \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha}$$

(assumendo $\det > 0$)

$$\Rightarrow \Delta_{FP}(A) \equiv \det \frac{\delta G(A^\alpha)}{\delta \alpha}$$

è INDIP. da α , ma dipende da A

(a differenza del caso Abliano)

$$\int DA e^{iS[A]} = \int DA \int D\alpha \delta(G(A^\alpha)) \Delta_{FP}(A) e^{iS[A]}$$

\leftarrow gauge invariante

$$= \int DA \int D\alpha \delta(G(A^\alpha)) \Delta_{FP}(A^\alpha)^{-\alpha} e^{iS[A^\alpha]}$$

Ora facciamo un cambio di VARIABILI di INTEGRAZIONE: def. la

una variabile $B = A^\alpha$
 una variabile \uparrow funzione di A

Fortunatamente, la misura è invariante sotto quest'ambio
 (cioè lo Jacobiano è = 1): $DB = dA^\alpha = \int_1^1 DA$

$$= \int DB \int d\alpha \delta(G(B)) \Delta_{FP}(B^{-\alpha}) e^{iS[B]}$$

$$\Delta_{FP}(B^{-\alpha}) = \det \frac{\delta G((B^{-\alpha})^{\tilde{\alpha}})}{\delta \tilde{\alpha}} = \det \left(\frac{\delta G(B^{\alpha'})}{\delta \alpha'} \frac{\delta \alpha'}{\delta \tilde{\alpha}} \right) =$$

$$= \Delta_{FP}(B) \rho(\alpha)$$

$$\rho(\alpha) = \det \left(\frac{\delta \alpha'}{\delta \tilde{\alpha}} \right)$$

1 in "trans. infinitesime"

$$= \left(\int d\alpha \rho(\alpha) \right) \int DA \delta(G(A)) \Delta_{FP}(A) e^{iS[A]}$$

dipende da A
 a diff. delle teorie
 abeliane

qui ho sostituito
 il simbolo B
 col simbolo A
 (è una variabile
 di integrazione)

Questo P.I. non è della forma $\int D\phi e^{iS(\phi)}$
 e quindi non possiamo applicare in maniera
 diretta il metodo dei diagrammi di Feynman
 per calcolare i CORRELATORI.

- l'integrale $\int DA e^{iS[A]}$ è indep. dalle
 funzioni G (cioè dalla scelta del
 GAUGE FIXING). Inoltre anche $\int d\alpha \rho(\alpha)$
 è indep. da G .

$\Rightarrow \int DA \delta(G(A)) \Delta_{FP}(A) e^{iS[A]}$ è INDP. da G

- Possiamo moltiplicare e dividere il p.l. in

$$\left(\int D\omega e^{-\frac{i}{2\xi} \int \omega^2} \right) \quad \omega^2 \equiv \omega^\mu \omega^\mu$$

↑
nella rep. Adj

Ci specializziamo al caso delle GAUGE DI LORENTZ :

$$G(A) = \partial^\mu A_\mu - \omega$$

$$G^a(A) = \partial^\mu A_\mu^a - \omega^a$$

$$\frac{\int D\omega e^{-\frac{i}{2\xi} \int \omega^2}}{\int D\omega e^{-\frac{i}{2\xi} \int \omega^2}} \int DA \delta(\partial^\mu A_\mu - \omega) \Delta_{FP}(A) e^{iS[A]}$$

A meno di fattori overall il p.l. diventa

$$\int DA \int D\omega e^{-\frac{i}{2\xi} \int \omega^2} e^{iS[A]} \delta(\partial^\mu A_\mu - \omega) \Delta_{FP}(A) =$$

$$= \int DA \Delta_{FP}(A) e^{iS[A]} - \frac{i}{2\xi} \int (\partial^\mu A_\mu)^2 \leftarrow \text{termine di gauge fixing in } \mathcal{L}$$

↑
 $= \partial^\mu A_\mu^a \partial^\nu A_\nu^a$

come vedremo
 $\Delta_{FP}(A)$ non contribuisce
 al propagatore (non genera termini
 quadratici nella nuova \mathcal{L} regione)