$\mathcal{N}=1$ SQCDにおける超対称グラディエントフローの紫外有限性

鈴木光世
(大阪市大)

共同研究者
加堂大輔（同志社大 ）
丸信人（大阪市大 ，南部研)
浮田尚哉 (筑波大CCS)

2021/09/09 PPP2021

要旨

- 連続理論と格子理論とを繋ぐのに，グラディエントフローが有用。
- 超対称なフロー方程式を用いて，$\mathcal{N}=1$ SQCDの2点相関関数の1ループ計算を行なった。
- ゲージ多重項の紫外有限性を示した。
- 物質多重項の紫外有限性は調査中。

目次

1. 背景

- 超対称理論のダイナミクスを格子上で解きたい

しかし

1. 超対称理論を格子上に構成するのが一般に困難
2. 格子上でエネルギー運動量テンソル$T_{\mu\nu}$を定式化できない
   - 超対称性の破れのオーダーパラメタ

$\Rightarrow$ 超対称なグラディエントフローでアプローチ

グラディエントフローの理論体系の拡張を考えていく

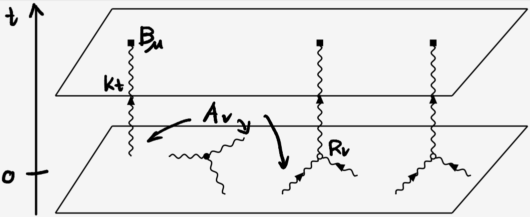
2. グラディエントフロー

Yang-Millsの場合 [Narayanan–Neuberger (2006), Lüscher (2010)]

$$B_\mu(t,x)\,|_{t=0} = A_\mu(x) \qquad (t:\text{フロー時間（仮想的）}),$$

$$\partial_t B_\mu(t,x) = \underbrace{D_\nu G_{\nu\mu}(t,x)}_{\frac{\partial S_{\mathrm{YM}}}{\partial A_\mu}|_{A_\mu\to B_\mu}} + \underbrace{\alpha_0 D_\mu \partial_\nu B_\nu}_{\text{“ゲージ固定”}} .$$

$$B_\mu(t,x) = \int \mathrm{d}^4y \left\{ \underbrace{K_t(x-y)_{\mu\nu}}_{\text{熱核}} A_\nu(y) + \int_0^t \mathrm{d}s K_{t-s}(x-y)_{\mu\nu} \underbrace{R_\nu(s,y)}_{\text{非線型項}} \right\}$$



境界$(t=0)$のYang-Mills理論のパラメタ繰り込みのみで,

フロー相関関数が紫外有限 [Luscher-Weisz (2011)]

フロー法の応用例

- QCDでの定式化や数値計算

  [H.Suzuki (2017); Hatsuda, et al. (2015); Kanaya, et al. (2017)]
- 非摂動くりこみ群 [Yamamura (2016), Abe-Fukuma (2018), Sonoda-H.Suzuki(2019)]
- AdS幾何を持つ理論 [Aoki-Kikuchi-Onogi (2015), Aoki-Yokoyama(2018)]

超対称理論への応用

- エネルギー運動量テンソルの定式化
  - 超対称性の破れのオーダーパラメタ
  - 超対称Yang-Mills $\xrightarrow{\text{AdS/CFT}}$ 双対なブラックホール
- 超カレントの定式化 $\longrightarrow$ 連続理論として超対称理論

  [Hieda-Kasai-Makino-H.Suzuki (2017)]

3. 超対称グラディエントフロー

超対称性が壊れている

Yang-Mills　　　　　　物質場

$$B_\mu = B_\mu^R \quad \longleftrightarrow \quad \chi = Z_\chi^{-1/2} \chi^R$$

超対称なフロー方程式によるアプローチ

- 超対称Yang-Mills[Kikuchi-Onogi (2014), Kadoh-Ukita (2018)]
- Wess-Zumino模型[Kadoh-Kikuchi-Ukita (2019)]

超対称なグラディエントフローは紫外有限性を導くか?

境界の理論（4次元，Euclid）

$$S_{\mathrm{SQCD}} = S_{\mathrm{SYM}} + S_{\mathrm{matter}}(m)$$

$$S_{\mathrm{SYM}} = \int \mathrm{d}^4x \left\{ \mathrm{tr}\left(\frac{1}{2} F_{\mu\nu}^2 + \bar{\lambda} \not{D} \lambda + D^2 \right) \right\}$$

$$\begin{aligned} S_{\mathrm{matter}} = \int \mathrm{d}^4x \Big\{ & |D_\mu \varphi_+|^2 + |D_\mu \varphi_-|^2 + \bar{\psi} \not{D} \psi \\ & + |G_+|^2 + |G_-|^2 - i(\varphi_+^\dagger D \varphi_+ - \varphi_-^\dagger D \varphi_-) \\ & + \sqrt{2} i (\bar{\psi} P_- \lambda \varphi_+ + \bar{\psi} P_+ \lambda \varphi_- - \varphi_+^\dagger \bar{\lambda} P_+ \psi - \varphi_-^\dagger \bar{\lambda} P_- \psi) \\ & + m(\bar{\psi}\psi - i\varphi_-^\dagger G_+ - iG_-^\dagger \varphi_+ - i\varphi_+^\dagger G_- - iG_+^\dagger \varphi_-) \Big\} \end{aligned}$$

（ゲージ多重項: A_μ, λ, D， 物質多重項: $\varphi_\pm, \psi_\pm, G_\pm$）

SQCDフロー方程式（ゲージ多重項） [Kadoh-Ukita (2019)]

$$\partial_t A_\mu = D_\rho F_{\rho\mu} + i\bar{\lambda}\gamma_\mu\lambda - D_\mu\omega,$$

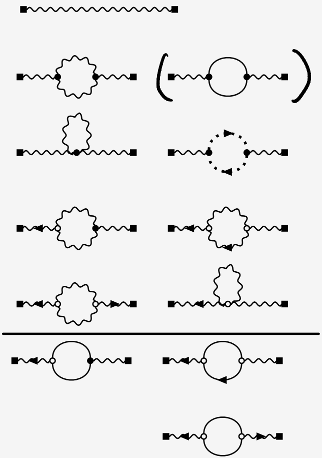
$$\partial_t \lambda = \not{D}^2 \lambda - i[\gamma_5 \lambda, D] + i[\omega, \lambda],$$

$$\partial_t D = D_\mu D_\mu D + i(\bar{\lambda}\gamma_5 \not{D}\lambda - D_\mu \bar{\lambda}\gamma_5\gamma_\mu\lambda) + i[\omega, D].$$

ゲージ場（SYM, 超対称フロー）

[Luscher-Weisz (2011)], [Hieda-Makino-H.Suzuki (2017)], [Kadoh-Ukita (in preparation)]

$$\left\langle A_\mu^a(t,p)A_\nu^b(s,-p)\right\rangle\Big|_{\text{pole}} = \left[\left(\delta_{\mu\nu}-\frac{p_\mu p_\nu}{p^2}\right)+\xi\frac{p_\mu p_\nu}{p^2}\right]\frac{\delta^{ab}e^{-(t+s)p^2}}{p^2}\frac{g^2}{16\pi^2\varepsilon}$$

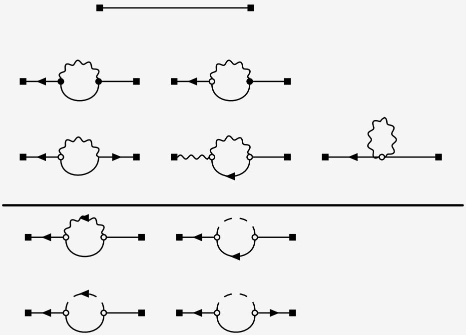


	×	×
	$-3N_c$	$-\frac{3+\xi}{2}N_c$
	$+3N_c$	$+\frac{3+\xi}{2}N_c$
	$+N_c-N_c+0$	$+N_c-N_c+0$
合計	0	0 紫外有限

ゲージーノ（SYM, 超対称フロー）

[Luscher-Weisz (2011)], [Hieda-Makino-H.Suzuki (2017)], [Kadoh-Ukita (in preparation)]

$$\left\langle \lambda_i^a(t,p)\lambda_j^b(s,-p)\right\rangle\Big|_{\mathrm{pole}} = \frac{i\delta^{ab}(\not{p}C)_{ij}e^{-(t+s)p^2}}{p^2}\frac{g^2}{16\pi^2\varepsilon}\times$$



$$-3N_c$$

$$-3N_c+\frac{9}{2}N_c$$

$$+\frac{5}{2}N_c-\frac{1}{2}N_c-\frac{1}{2}N_c+0$$

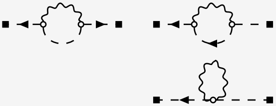
合計 0 紫外有限

補助場（SYM, 超対称フロー）

[Luscher-Weisz (2011)], [Hieda-Makino-H.Suzuki (2017)], [Kadoh-Ukita (in preparation)]

$$\left\langle D^a(t,p) D^b(s,-p) \right\rangle\Big|_{\text{pole}} = \delta^{ab} e^{-(t+s)p^2} \frac{g^2}{16\pi^2 \varepsilon} \times$$

$-\,3N_c$



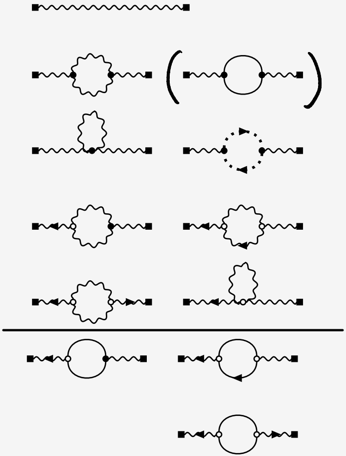
$-\,3N_c$

$+6N_c$

合計 0 紫外有限

ゲージ場（SQCD, 超対称フロー）

$$\left\langle A^a_\mu(t,p)A^b_\nu(s,-p)\right\rangle\Big|_{\text{pole}} = \left[\left(\delta_{\mu\nu}-\frac{p_\mu p_\nu}{p^2}\right)+\xi\frac{p_\mu p_\nu}{p^2}\right]\frac{\delta^{ab}e^{-(t+s)p^2}}{p^2}\frac{g^2}{16\pi^2\varepsilon}$$

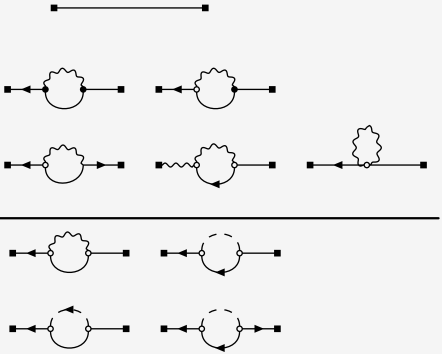


	×	×
	$-3N_c+N_f$	$-\frac{3+\xi}{2}N_c$
	$+3N_c$	$+\frac{3+\xi}{2}N_c$
	matter loop $-N_f$	
	$+N_c-N_c+0$	$+N_c-N_c+0$
合計	0	0

紫外有限

ゲージーノ（SQCD, 超対称フロー）

$$\left\langle \lambda_i^a(t,p)\lambda_j^b(s,-p)\right\rangle\Big|_{\text{pole}} = \frac{i\delta^{ab}(\not{p}C)_{ij}e^{-(t+s)p^2}}{p^2}\frac{g^2}{16\pi^2\varepsilon}\times$$



$-3N_c+N_f$

$-3N_c+\frac{9}{2}N_c$

matter loop $-N_f$

$+\frac{5}{2}N_c-\frac{1}{2}N_c-\frac{1}{2}N_c+0$

合計 0 紫外有限

補助場（SQCD, 超対称フロー）

$$\left\langle D^a(t,p) D^b(s,-p) \right\rangle \Big|_{\text{pole}} = \delta^{ab} e^{-(t+s)p^2} \frac{g^2}{16\pi^2\varepsilon} \times$$

$-3N_c + N_f$

$-3N_c$

matter loop $-N_f$

$+6N_c$

合計 0 紫外有限

4. まとめと展望

まとめ

- 超対称グラディエントフローの拡張としてSQCDを考えた。
- フロー場の2点関数の摂動計算を行なった。
- ゲージ多重項は1ループレベルで紫外有限。

展望

- 物質多重項も紫外有限性が言えるのか？
- 摂動の全次数で紫外有限なのか？ [Luscher-Weisz (2011)]