

| | | | |
|----------------------|--------------------------|------------------------|---------------------------------|
| 研究責任者名 Name | 柴田 章博 SHIBATA Akihiro | 所属機関 Affiliation | 高エネルギー加速器研究機構 計算科学センター |
| 受理番号 Proposal No. | 大型 14/15-24 | 研究課題名 Program title | ノンアーベリアン双対超伝導描に基づくクォーク閉じ込め機構の研究 |

研究を終了しましたので、下記の通り報告します。

成果の概要

Abstract

(和文)

我々は格子上の SU(3) ヤンミルズ理論の新しい定式化によるノンアーベリアン双対超伝導描像に基づくクォークの閉じ込め機構を提唱し、格子ゲージ理論に基づく数値シミュレーションを用いてその検証を進めている。本研究では、有限温度における閉じ込め・非閉じ込めの相転移をノンアーベリアン双対マイスナー効果の相転移の観点から検証を行った。有限温度におけるクロモフラックス 及び 誘導される磁気モノポールのカレントを計測し、閉じ込め非閉じ込めの相転移と双対マイスナー効果の関係性を確かめた。一方で、SU(3) ヤンミルズにおいてはリンク変数の分解が minimal option と maximal option の 2通り存在する。我々の提唱するノンアーベリアン双対超伝導の描像従来(minimal option)と研究の従来研究のアーベリアン双対超伝導描像(maximal option)とをゲージ普遍に同時に扱えるフレームワークは我々に方法論であり、我々のフレームワークを用いて両オプションで解析を進め、相違を判別できるかについての研究を進めている。

(英文)

We have presented non-Abelian dual-superconductivity picture for quark confinement. By applying a new lattice formulation of SU(3) Yang-Mills theory, we have been verifying the non-Abelian dual-superconductivity picture by using the numerical simulations. In this study we focus on the confinement/deconfinement phase transition at finite temperature in view of the dual Meissner effect. By measuring the chromo flux and induced chromo magnetic-monopole current, we find that

the confinement/deconfinement phase transition occurs due to the dual Meissner effect.

On the other hand, we have two options for the dual superconductivity picture, i.e., the minimal and maximal options. We also study both options, non-Abelian and Abelian dual-superconductivity pictures to discriminate them. Our new lattice formulation can be the only method to investigate both options in the gauge invariant way, and we are investigating both to discriminate between two options.

研究成果を公開しているホームページアドレス

| 事務局にて使用 | 論文 査読有 | 論文 査読無 | 講義・発表 | 招待講演 | その他 |
|---------|-----------|-----------|-------|------|-----|
| | 2 | 5 | 7 | 0 | 0 |

実施報告書 (大型 14/15-24)

ノンアーベリアン双対超伝導描に基づくクォーク閉じ込め機構の研究

研究組織

- 柴田章博 [研究代表] : 高エネルギー加速器研究機構・計算科学センター
- 近藤慶一 : 千葉大学大学院・理学研究科
- 加藤清考 : 小山工業高等専門学校・一般科

1 研究の概要

双対超伝導描像はクォーク閉じ込めを説明する最も魅力的かつ有力なシナリオである [2]。これまでに、格子ゲージ理論のシミュレーションを用いて双対超伝導描像を支持する数多くの研究・報告がなされてきた。これら研究は、アーベリアン射影の方法 [3] によってクォーク・カラー閉じ込めに寄与するモード (対角成分) を抽出し、静的ポテンシャルにおける弦張力のアーベリアンドミナンスやアーベリアン磁氣的モノポールドミナンス、双対マイスナー効果を検証するものである。しかしながら、双対超伝導描像を導くためには、アーベリアン射影の方法は最大可換ゲージ (MA ゲージ) などの特別なゲージにゲージ固定を行う必要があり、ゲージ不変性やカラー対称性 (グローバル対称性) を破る ため真に物理的な対象なのかという批判は免れないなどの問題点があった。これまでに、この問題点を克服するための研究がなされてきたが満足 of いくものではなかった。

我々は、 $SU(N)$ Yang-Mills 理論の格子上の新しい定式化を提唱した (レビュー論文 [1] を参照)。これは $SU(2)$ YM-理論における Cho-Duan-Ge-Faddeev-Niemi-Chabanov 分解 [13] との格子上の定式化及び、その拡張である、これによって、クォーク及びカラー閉じ込めに中心的な役割を果たすモードをゲージ場のリンク変数の分解によって明示的にゲージ不変形で抽出することを可能とした。 $SU(N)$ YM 理論においてはリンク変数の分解は、ゲージ群 G のもつ stability 群 H に依存して与えられる。 $G = SU(2)$ においては、 $H = U(1)$ のユニークな分解であるが、 $SU(3)$ Yang-Mills においては、stability 群 $H = U(2)$ に基づく minimal option と $H = U(1) \times U(1)$ の maximal option の 2 種類が可能である。

これまでの研究では、ノンアーベリアンストークスの定理に基づく考察によって [4][5]、基本表現に属するクォークは、従来のアーベリアン射影のナイーブな拡張として得られる可換磁気モノポールではなく、ノンアーベリアン磁気モノポールがクォーク閉じ込めの弦張力において支配的に寄与することの発見し、数値シミュレーションによって検証した。このノンアーベリアン双対超伝導描像の提唱は、我々の方法によって世界に先駆けて行われた。[6][7] これまでの研究で、格子ゲージ理論に基づく数値シミュレーションによって、クォーク・反クォーク間の静的ポテンシャルにおける弦超力におけるノンアーベリアン制限場ドミナンス、ノンアーベリアン磁氣的モノポールドミナンス、ノンアーベリアンマイスナー効果などを直接的に検証を行ってきた。[8][9][14][18]

本研究では、ノンアーベリアン双対超伝導描像について検証を 2 つの観点から進める。一つは、閉じ込め・非閉じ込めの有限温度相転移が、ノンアーベリアン双対超伝導の立場から理解できるかについての検証を行う。[10][11][20][19] もう一つは、従来のアーベリアン射影による描像と対比において、ノンアーベリアン双対超伝導を検証を行った。[18][17]

2 Gauge link decompositions

Yang-Mills 場 $U_{x,\mu}$ のリンク変数の新しい変数の分解 $U_{x,\mu} = X_{x,\mu}V_{x,\mu}$ を考える。新しい変数は、フルの $SU(3)$ ゲージ変換 Ω_x で $V_{x,\mu}$ はリンク変数のように変換し、 $X_{x,\mu}$ はサイト変数のようように変換する。

$$U_{x,\mu} \longrightarrow U'_{x,\nu} = \Omega_x U_{x,\mu} \Omega_{x+\mu}^\dagger, \quad (1a)$$

$$V_{x,\mu} \longrightarrow V'_{x,\nu} = \Omega_x V_{x,\mu} \Omega_{x+\mu}^\dagger, \quad X_{x,\mu} \longrightarrow X'_{x,\nu} = \Omega_x X_{x,\mu} \Omega_x^\dagger. \quad (1b)$$

$SU(3)$ YM 理論においては、stability グループで識別される maximal 及び minimal オプションの2種類の分解が可能である。

2.1 Minimal option

minimal オプションは、stability gauge group $\tilde{H} = U(2) = SU(2) \times U(1) \subset SU(3)$ で識別される分解として得られる。ゲルマン行列 λ^8 及び、 $SU(3)$ ゲージ群の元 ξ を用いて表されるカラー場、 $\mathbf{h}_x = \xi(\lambda^8/2)\xi^\dagger \in [SU(3)/U(2)]$ を導入することで、リンク変数の分解の定義方程式は次で与えられる。

$$D_\mu^\epsilon[V]\mathbf{h}_x := \frac{1}{\epsilon} [V_{x,\mu}\mathbf{h}_{x+\mu} - \mathbf{h}_x V_{x,\mu}] = 0, \quad (2a)$$

$$g_x := e^{i2\pi q/3} \exp(-i a_x^0 \mathbf{h}_x - i \sum_{j=1}^3 a_x^{(j)} \mathbf{u}_x^{(j)}) = 1. \quad (2b)$$

ここで、変数 g_x は、分解方程式 (2a) のみで決められないパラメータで、 $\mathbf{u}_x^{(j)}$ は $su(2)$ リー代数の変数、 q は整数である。これらの定義方程式の厳密解は次のように与えられる。[12]

$$X_{x,\mu} = \hat{L}_{x,\mu}^\dagger \det(\hat{L}_{x,\mu})^{1/3} g_x^{-1}, \quad V_{x,\mu} = X_{x,\mu}^\dagger U_{x,\mu} = g_x \hat{L}_{x,\mu} U_{x,\mu}, \quad (3a)$$

$$\hat{L}_{x,\mu} = (L_{x,\mu} L_{x,\mu}^\dagger)^{-1/2} L_{x,\mu}, \quad (3b)$$

$$L_{x,\mu} = \frac{5}{3} \mathbf{1} + \frac{2}{\sqrt{3}} (\mathbf{h}_x + U_{x,\mu} \mathbf{h}_{x+\mu} U_{x,\mu}^\dagger) + 8 \mathbf{h}_x U_{x,\mu} \mathbf{h}_{x+\mu} U_{x,\mu}^\dagger. \quad (3c)$$

定義方程式は、連続理論の定義方程式 $D_\mu[\mathcal{V}]\mathbf{h}(x) = 0$ and $\text{tr}(\mathbf{h}(x)\mathcal{A}_\mu(x)) = 0$ に対応する。また、ナイーブな連続極限で、連続理論におけるゲージ場の分解 $\mathbf{A}_\mu(x) = \mathbf{V}_\mu(x) + \mathbf{X}_\mu(x)$ を得る [6] :

$$\mathbf{V}_\mu(x) = \mathbf{A}_\mu(x) - \frac{4}{3} [\mathbf{h}(x), [\mathbf{h}(x), \mathbf{A}_\mu(x)]] - ig^{-1} \frac{4}{3} [\partial_\mu \mathbf{h}(x), \mathbf{h}(x)], \quad (4a)$$

$$\mathbf{X}_\mu(x) = \frac{4}{3} [\mathbf{h}(x), [\mathbf{h}(x), \mathbf{A}_\mu(x)]] + ig^{-1} \frac{4}{3} [\partial_\mu \mathbf{h}(x), \mathbf{h}(x)]. \quad (4b)$$

分解 (3) は、カラー場 $\{\mathbf{h}_x\}$ が得られればユニークに決定される。

カラー場の配位を決定するために、我々は新しい変数 $(X_{x,\mu}, V_{x,\mu})$ で書かれた理論が、もともとの Yang-Mills 理論と等価な理論となるよう定めた reduction 条件を用いて決定する。本研究では、随伴変数の場 \mathbf{h}_x の運動項に対応する汎関数

$$F_{\text{red}}[\mathbf{h}_x] = \sum_{x,\mu} \text{tr} \{ (D_\mu^\epsilon[U_{x,\mu}]\mathbf{h}_x)^\dagger (D_\mu^\epsilon[U_{x,\mu}]\mathbf{h}_x) \}, \quad (5)$$

を用いて、この汎関数を最小にするようにカラー場 $\{\mathbf{h}_x\}$ を定める。

2.2 Maximal option

maximal オプションは、stability グループ $\tilde{H} = U(1) \times U(1) \subset SU(3)$ に対応した分解として得られる。ゲルマン行列 λ^3, λ^8 及び、 $SU(3)$ ゲージ群の元 ξ_x を用いて表されるカラー場 $\mathbf{n}^{(3)} = \xi(\lambda^3/2)\xi^\dagger$, $\mathbf{n}^{(8)} = \xi(\lambda^8/2)\xi^\dagger$

$\in [SU(3)/U(2)]$ を導入し、リンク変数の分解を次の定義方程式によって決定する。

$$D_\mu^\epsilon[V]\mathbf{n}_x^{(j)} := \frac{1}{\epsilon} \left[V_{x,\mu} \mathbf{n}_{x+\mu}^{(j)} - \mathbf{n}_x^{(j)} V_{x,\mu} \right] = 0 \quad j = 3, 8, \quad (6a)$$

$$g_x := e^{i2\pi q/3} \exp(-ia_x^3 \mathbf{n}_x^{(3)} - ia_x^{(8)} \mathbf{n}_x^{(8)}) = 1. \quad (6b)$$

ここで、変数 g_x は、分解方程式 (6a) のみで決められないパラメータで、 q は整数である。分解方程式は、厳密に解くことができその解は次のように与えられる。

$$X_{x,\mu} = \widehat{K}_{x,\mu}^\dagger \det(\widehat{K}_{x,\mu})^{1/3} g_x^{-1}, \quad V_{x,\mu} = X_{x,\mu}^\dagger U_{x,\mu} = g_x \widehat{K}_{x,\mu} U_{x,\mu}, \quad (7a)$$

$$\widehat{K}_{x,\mu} = (K_{x,\mu} K_{x,\mu}^\dagger)^{-1/2} K_{x,\mu}, \quad (7b)$$

$$K_{x,\mu} = \mathbf{1} + 6(\mathbf{n}_x^{(3)} U_{x,\mu} \mathbf{n}_{x+\mu}^{(3)} U_{x,\mu}^\dagger) + 6(\mathbf{n}_x^{(8)} U_{x,\mu} \mathbf{n}_{x+\mu}^{(8)} U_{x,\mu}^\dagger) \quad (7c)$$

上の定義方程式は、連続理論の定義方程式 $D_\mu[\mathcal{V}]\mathbf{n}^{(j)}(x) = 0$ 、 $\text{tr}(\mathbf{n}^{(j)}(x)\mathcal{X}_\mu(x)) = 0$ の組に対応する。また、ナイーブな連続極限において、連続理論におけるゲージ場の分解 $\mathbf{A}_\mu(x) = \mathbf{V}_\mu(x) + \mathbf{X}_\mu(x)$ をえる [6][13] :

$$\mathbf{V}_\mu(x) = \sum_{j=3,8} \left\{ 2\text{tr} \left(\mathbf{A}_\mu(x) \mathbf{n}^{(j)}(x) \right) \mathbf{n}^{(j)}(x) - ig^{-1} \left[\partial_\mu \mathbf{n}^{(j)}(x), \mathbf{n}^{(j)}(x) \right] \right\}, \quad (8a)$$

$$\mathbf{X}_\mu(x) = \sum_{j=3,8} \left[\mathbf{n}^{(j)}(x), \left[\mathbf{n}^{(j)}(x), \mathbf{A}_\mu(x) \right] \right]. \quad (8b)$$

カラー場の配位を決定するためには、新しい変数 $(X_{x,\mu}, V_{x,\mu})$ が元の Yang-Mills 理論と等しくなるように定める reduction 条件を用いて決定する。本研究では、reduction 条件は、随伴カラー場 $\{\mathbf{n}_x^{(3)}, \mathbf{n}_x^{(8)}\}$ の運動項に対応する汎関数を用いる :

$$F_{\text{red}}[\mathbf{n}_x^{(3)}, \mathbf{n}_x^{(8)}] = \sum_{x,\mu} \sum_{j=3,8} \text{tr} \left\{ (D_\mu^\epsilon[U_{x,\mu}]\mathbf{n}_x^{(j)})^\dagger (D_\mu^\epsilon[U_{x,\mu}]\mathbf{n}_x^{(j)}) \right\}, \quad (9)$$

カラー場 $\{\mathbf{n}_x^{(3)}, \mathbf{n}_x^{(8)}\}$ は、この汎関数を最小にする配位として得られる。

ここで得られたリンク変数の分解は最大可換ゲージにおけるアーベリアン射影の方法に対応したゲージ不変なものである。実際、ゲージ変換 ${}^G U_{x,\mu} = \xi_x^\dagger U_{x,\mu} \xi_{x+\mu}$ を用いて reduction 条件 (9) の汎関数を書き直すと、最大可換ゲージのゲージ固定の汎関数となる。

$$F_{\text{red}} = \sum_{x,\mu} \left\{ 1 - \frac{1}{4} \text{tr} ({}^G U_{x,\mu} \lambda_3 {}^G U_{x,\mu}^\dagger \lambda_3) + \frac{1}{4} \text{tr} ({}^G U_{x,\mu} \lambda_8 {}^G U_{x,\mu}^\dagger \lambda_8) \right\} \quad (10)$$

更に、制限場 V の分解の式 (7) は、最大可換ゲージに固定した YM 場の対角成分

$${}^{(MAG)} \widehat{V}_{x,\mu} = \text{diag} \left(({}^G U_{x,\mu})_{11} / |({}^G U_{x,\mu})_{11}|, ({}^G U_{x,\mu})_{22} / |({}^G U_{x,\mu})_{22}|, ({}^G U_{x,\mu})_{33} / |({}^G U_{x,\mu})_{33}| \right). \quad (11a)$$

$${}^{(MAG)} V_{x,\mu} = {}^{(MAG)} \widehat{V}_{x,\mu} \det({}^{(MAG)} \widehat{V}_{x,\mu})^{-1/3} \quad (11b)$$

でかけることがわかる。すなわち、最大可換ゲージのアーベリアン射影となる。

3 Lattice Data

Yang-Mills 場の配位 $\{U_{x,\mu}\}$ は Wilson 作用をもちいて標準的な手続きによって生成される。閉じ込めに寄与するモードの抽出は前節のそれぞれのオプションに対応した reduction 汎関数 (5) 及び (9) を最小化することで生成を行う。reduction 汎関数の最小化問題は、リンク変数 $\{U_{x,\mu}\}$ によって決定される結合定数をもつカラーグラス (カラー場のスピン系システム) の真空の基底状態決める計算に対応し、本研究の中で CPU タイムを必要とする計算となる。カラー場 $\{h_x\}$ 及び $\{\mathbf{n}_x^{(3)}, \mathbf{n}_x^{(8)}\}$ が与えられれば、前節に挙げた公式 (3) 及び (7) によりリンク場の分解をえる。ウィルソンループの期待値の計算は、APE のスメアリングのテクニクを用いてゲージ場の揺らぎの影響を小さくする。

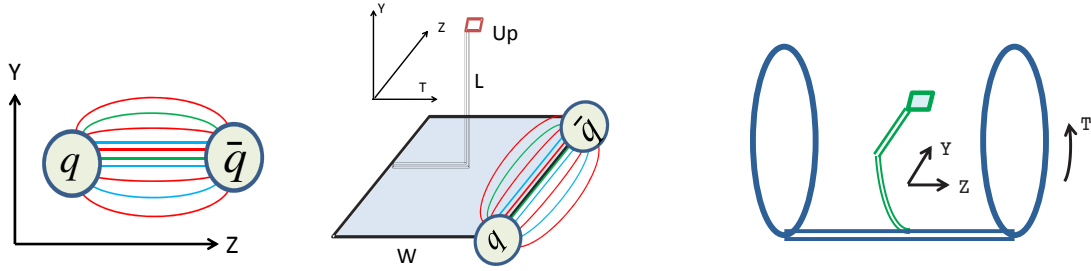


図 1: The setup of the measurement of the chromo-field strength distribution. (Left) The gauge-invariant operator $\text{tr}(WLU_p L^\dagger)$ between a plaquette U_p and the Wilson loop W . (Right) Measurement of the chromo-flux at finite temperature.

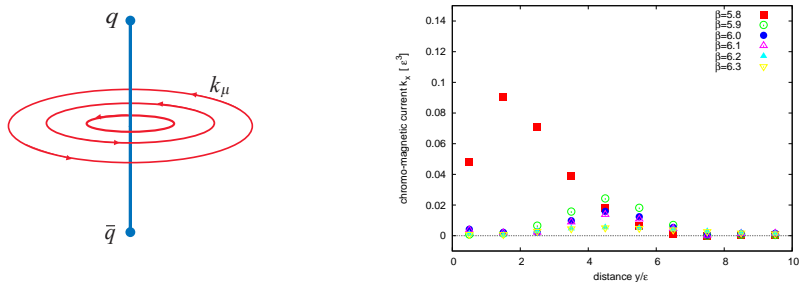


図 2: (Left) Sketch of the induced magnetic-monopole current by a pair of quark and anti-quark. (Right) The magnitude $\sqrt{k_\mu k_\mu}$ of the induced magnetic current k_μ around the flux tube connecting the quark-antiquark pair as a function of the distance y from the axis z for various values of β , i.e., temperature.

3.1 有限温度における双対マイスナー効果と相転移

minimal オプションにおけるノンアーベリアン双対超伝導描像を検証するため、有限温度下における閉じ込め・非閉じ込め相転移と双対マイスナー効果の関係を検証を行った。有限温度における配位の生成は、格子サイズを $L^3 \times N_T$ と固定して、ゲージ結合定数のパラメータ $\beta = 2N_c/g^2$ ($N_c = 3$) を変えることで、温度効果を変化させる。本研究では閉じ込め・非閉じ込めの相転移を双対超伝導の視点から検証するため、通常使われるポリヤコフループの期待値を相転移のオーダーパラメータとして使うのではなく、双対マイスナー効果を直接観測することで、閉じ込め・非閉じ込めの相転移を検証する。マイスナー効果の検証のためには、ゼロ温度におけるカラーフラックスを計測方法を拡張して用いる。図 1 にあるように、テンポラル方向のウィルソンループを格子サイズと同じにするように拡張する。

Y - Z 平面上で温度を変えて場の強さを測ると、低温領域 $T < T_c$ では、フラックスチューブが形成されていることが確認できるが、高温領域ではフラックスチューブが消滅し、クォーク・反クォークを結ぶ electric な場 E_z のほかに、クーロンポテンシャルが生成する場 E_y に変化していくのがわかる。このことは双対マイスナー効果の消失を示唆する。この結果は、Cea et al. [16] のポリヤコフループの相関関数を用いて図った結果とも一致している。[10][11][20]

双対マイスナー効果の消失を確認するためには、前節と同様に有限温度下においてクォークと反クォークを結ぶフラックスの周りに誘導されるであろう磁氣的モノポールカレントの消失を確認する必要がある。図 2 は 温度パラメータ β を変えて、磁氣的モノポールカレントの強さ $\sqrt{k_\mu k_\mu}$ を、クォーク・反クォークのペアからの距離の関数としてみたものである。低温領域では、磁氣的モノポールカレントが存在するが、高温領域では消失をしていることが確認できる。このことは、双対マイスナー効果と閉じ込め・非閉じ込め相転移が密接に関係していることを示している。

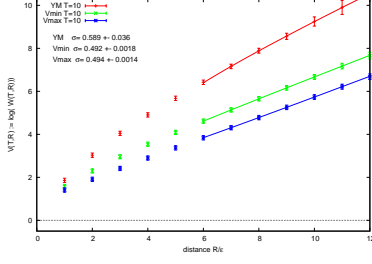


図 3: Comparison of static potentials: the YM field, the restricted field in the minimal and maximal options.

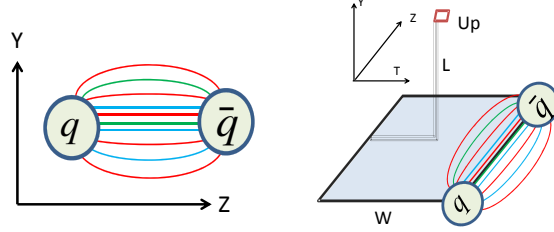


図 4: (Left) Set up of measurement of chromo flux. (Right) The gauge-invariant correlation operator $tr(WLU_pL^\dagger)$ between a probe plaquette U_p and the source Wilson-loop W .

3.2 minimal v.s. maximal オプション

maximal option は、従来の MA ゲージのアーベリン射影の方法（例えば、[22][23]）をゲージ不変に取り扱う方法を提供する。[14][21]

本研究では、ウィルソンループの作るクォーク反クォークの静的ポテンシャルのについて 2 つのオプションにおける双対超伝導描像を対比する。[18][17] 二つのオプションとオリジナルな Yang-Mills 場によるウィルソンループによる静的ポテンシャルを計算する：

$$W_{\min}(T, R) := \prod_{\langle x, \mu \rangle \in C} V_{x, \mu}^{\min}, \quad W_{\max}(T, R) := \prod_{\langle x, \mu \rangle \in C} V_{x, \mu}^{\max}, \quad W_{\text{YM}}(T, R) := \prod_{\langle x, \mu \rangle \in C} U_{x, \mu}, \quad (12)$$

静的ポテンシャルのパラメータフィットには、Cornell ポテンシャル $V(R)$ を含む、高次の補正を含んだ次のタイプのものを用いた。

$$-\log \langle W(T, R) \rangle = V(T, R) = T \times V(R) + V_2(T, R) \quad (13)$$

$$V(R) = \sigma R + c + a/R, \quad V_2(T, R) = \sigma_2 R + c_2 + a_2/R + b/T + b_2 R/T \quad (14)$$

パラメータを $R = 1, 2, \dots, 11$ 、 $T = 7, \dots, 11$ と変えて、ウィルソンループの期待値 $\langle W(T, R) \rangle$ を計算する。図 3 は、 $N_T = 10$ の時のウィルソンループの期待値のデータと、フィットの結果を示している。この結果から、両オプションにおける制限場ドミナンス（いわゆる “アーベリアン” ドミナンス）が確認された。また、それぞれの弦張力はよい一致をみる。

次に双対マイスナー効果について見る。この目的のために、クォーク・反クォークのソースをウィルソンループとして導入する。（図 4 の右パネル参照）。場の強さは、プラケット変数 U_p をシュウィンガーライン L で結んだオペレータを用いる [15]。

$$\rho_{U_p} := \frac{\langle \text{tr}(WLU_pL^\dagger) \rangle}{\langle \text{tr}(W) \rangle} - \frac{1}{N_c} \frac{\langle \text{tr}(U_p) \text{tr}(W) \rangle}{\langle \text{tr}(W) \rangle}, \quad (15)$$

それぞれのオプションの違いとオリジナル Yang-Mills 場との比較を行うため、プローブオペレータ LU_pL^\dagger を minimal と maximal オプションに置き換えたオペレータで計測し、オリジナル YM 場を用いた場合と比較した。

それぞれのオプションにおいて、クォーク反クォーク間をつなぐ chromoelectric なフラックスチューブが構成されている。また、双対マイスナー効果が起きていることを確認するため、クォーク・反クォーク間に発生したフラックスチューブの周りに、磁氣的モノポールのカレント k が誘導されていることを確認する。

$$k_\mu(x) = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} (F[V]_{\alpha\beta}(x + \hat{\nu}) - F[V]_{\alpha\beta}(x)). \quad (16)$$

ここで、注意すべきことは、もし、磁気的モノポールカレントのオペレータ (16) が正則な関数であったとすると、Bianchi 恒等式が成立するためゼロとなる。したがって、磁気的モノポールカレントが誘導されていることは、真空が相転移を起こして、双対超伝導の相転移が起きていることを示している。(図5の左パネル参照)。図5の中央パネルは、2つのオプションとYM場のプローブを用いて図った、誘導された磁気的モノポールのカレントの大きさ $\sqrt{k_\mu^3 k_\mu^8}$ を示している。このことは、両オプションにおいて双対マイスナー効果が発生していることを示す。最後に、maximal オプションにおける2つのカラー場の役割についてみる。磁気的モノポールカレントは、カラー場、 $\mathbf{n}_x^{(3)}$ と $\mathbf{n}_x^{(8)}$ に対応した2つの成分に分解することができる。 $k_\mu(x) = k_\mu^{(3)}(x) + k_\mu^{(8)}(x)$ 。図5の右パネルは、それぞれの成分の強さを見たものであり、2種類の磁気的モノポールの寄与は対等であることを示している。[17]

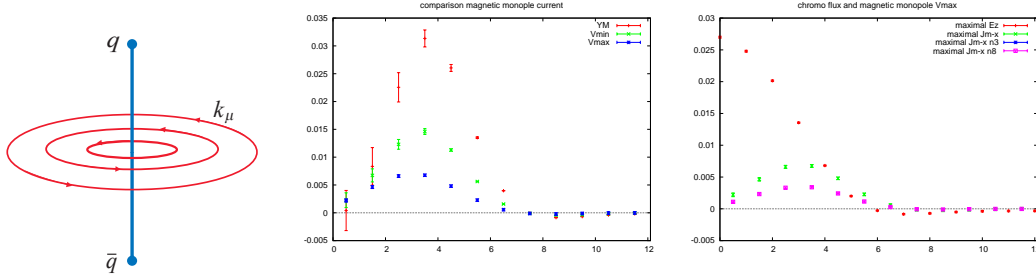


図5: Measurement of the induced magnetic-monopole current. (Left) Sketch of induced magnetic monopole current around the chromoelectric flux tube. (Center) Measurement of the induced magnetic monopole currents for YM-field (red), minimal option (green) and maximal option (blue). (Right) Anatomy of the induced magnetic-monopole current for the maximal option. The upper to lower plots represent respectively the chromoelectric field (E_Z) and the total induced magnetic-monopole current, and decomposed ones corresponding to the color field $n^{(3)}$ and $n^{(8)}$.

4 まとめ

格子上的ヤンミルズ場の新しい定式化を用いて、閉じ込め機構の有力候補である双対超伝導描像を検証した。本研究では、我々が世界に先駆けて提唱した、ノンアーベリアン双対超伝導描像に基づく閉じ込め機構の理解に向けた検証を進めている。これまでのゼロ温度における研究に加えて、有限温度における閉じ込め・非閉じ込め相転移をノンアーベリアンマイスナー効果の相転移の観点で理解できることを示した。今後は、高温側と低温側の計測に加えて、相転移点周りでの双対マイスナー効果を詳細に調べることで、閉じ込め・非閉じ込めの機構を解明する。

一方で、SU(3) ヤンミルズにおいてはリンク変数の分解が minimal option と maximal option の2通り存在する。我々の提唱するノンアーベリアン双対超伝導の描像従来 (minimal option) と研究の従来研究のアーベリアン双対超伝導描像 (maximal option) とをゲージ普遍に同時に扱えるフレームワークは我々に方法論であり、我々のフレームワークを用いて両オプションで解析を進め、相違を判別できるかについての研究を進めている。今後、両者の相違点について、温度相転移を含めた体系的な閉じ込め機構の研究を行う。

参考文献

- [1] Kei-Ichi Kondo, Seikou Kato, Akihiro Shibata and Toru Shinohara, Phys.Rept. 579 (2015) 1-226, arXiv:1409.1599 [hep-th]

- [2] Y. Nambu, Phys. Rev. D10, 4262(1974); G. 't Hooft, in High Energy Physics, edited by A. Zichichi (Editorice Compositori, Bologna, 1975); S. Mandelstam, Phys. Report 23, 245(1976); A.M. Polyakov, Nucl. Phys. B120, 429(1977).
- [3] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B190, 455 (1981).
- [4] K.-I. Kondo, Phys. Rev. D77, 085029 (2008).
- [5] K.-I. Kondo and A. Shibata, arXiv:0801.4203[hep-th].
- [6] K.-I. Kondo, T. Murakami and T. Shinohara, Eur. Phys. J. C 42, 475 (2005); K.-I. Kondo, T. Murakami and T. Shinohara, Prog. Theor. Phys. 115, 201 (2006).; K.-I. Kondo, T. Shinohara and T. Murakami, Prog.Theor. Phys. 120, 1 (2008)
- [7] K.-I. Kondo, A. Shibata, S. Kato, T. Shinohara, T. Murakami, Phys.Lett. B669 (2008) 107-118
- [8] K.-I. Kondo, A. Shibata, T. Shinohara, S. Kato, Phys.Rev. D83 (2011) 114016
- [9] A. Shibata, K.-I. Kondo, S. Kato and T. Shinohara, Phys.Rev. D87 (2013) 5, 05401
- [10] Akihiro Shibata, Kei-Ichi Kondo, Seikou Kato, Toru Shinohara, PoS (LATTICE2013) 506
- [11] A. Shibata, K.-I. Kondo, S. Kato and T. Shinohara, PoS LATTICE2014 (2015) 340 KEK-PREPRINT-2014-43, CHIBA-EP-210
- [12] A. Shibata, K.-I. Kondo and T. Shinohara, Phys.Lett.B691:91-98 (2010)
- [13] Y.M. Cho, Phys. Rev. D 21, 1080 (1980). Phys. Rev. D 23, 245 (1981); Y.S. Duan and M.L. Ge, Sinica Sci., 11, 1072(1979); L. Faddeev and A.J. Niemi, Phys. Rev. Lett. 82, 1624 (1999); S.V. Shabanov, Phys. Lett. B 458, 322 (1999). Phys. Lett. B 463, 263 (1999).
- [14] A. Shibata, S. Kato, K.-I. Kondo, T. Shinohara and S. Ito, POS(LATTICE2007) 331
- [15] A. Di Giacomo, M. Maggiore, and S. Olejnik, Phys. Lett. B236, 199 (1990); Nucl. Phys. B347, 441 (1990).
- [16] P. Cea, L. Cosmai, F. Cuteri, and A.Papa, Phys. Rev. D89, 094505 (2014)
- [17] Akihiro Shibata, Kei-Ichi Kondo, Seikou Kato, Toru Shinohara, KEK-PREPRINT-2015-55, CHIBA-EP-216, arXiv:1511.05746, PoS(LATTICE 2015) 320
- [18] Akihiro Shibata, Kei-Ichi Kondo , Seikou Kato, Toru Shinohara , CHIBA-EP-208, Conference: C14-09-08.1, e-Print: arXiv:1412.8009
- [19] Kei-Ichi Kondo , Seikou Kato , Akihiro Shibata , Toru Shinohara, CHIBA-EP-207, Conference: C14-09-08.1, e-Print: arXiv:1412.8008 [hep-th]
- [20] Akihiro Shibata , Kei-Ichi Kondo, Seikou Kato, Toru Shinohara, KEK-PREPRINT-2015-49-CHIBA-EP-214, -Print: arXiv:1511.04155
- [21] Nigel Cundy, Y.M. Cho, Weonjong Lee, Jaehoon Leem, Phys.Lett. B729 192-198 (2014)
- [22] Shinya Gongyo, Takumi Iritani and Hideo Suganuma, Phys.Rev. D86 (2012) 094018
- [23] H. Suganuma and N. Sakumichi, Phys.Rev. D90 (2014) 11, 111501