

## همبستگی بین تک قطبی‌های مغناطیسی و ورتکس‌های مرکزی در گروه‌های

### غیر آبلی $SU(2)$ و $SU(3)$

صدیقه دلدار<sup>1\*</sup>، سید محسن حسینی نژاد<sup>2</sup>

<sup>1</sup>دانشکده فیزیک، دانشگاه تهران، تهران، ایران

<sup>2</sup>دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان، سمنان، ایران

دریافت: 1396/11/21 ویرایش نهایی: 1397/01/22 پذیرش: 1397/02/17

#### چکیده

در این تحقیق، در یک مدل پدیده شناختی، همبستگی تک قطبی‌های مغناطیسی و ورتکس‌های مرکزی در گروه‌های غیر آبلی  $SU(2)$  و  $SU(3)$  مورد مطالعه قرار می‌گیرد. تک قطبی‌ها مانند ورتکس‌های مرکزی منجر به حبس کواریکی در نظریه‌های غیر آبلی می‌شود. بنابراین انتظار می‌رود بین این موجودات ارتباط وجود داشته باشد. با بررسی پتانسیل بین کواریکی و فاکتور گروه مربوط به جفت‌های تک قطبی-پاد تک قطبی در گروه پیمان‌های  $SU(2)$ ، در خلأ این جفت‌ها منجر به زنجیره‌های تک قطبی-ور تکس می‌شوند. نتایج به دست آمده در توافق با نتایج نظریه پیمان‌های شبکه می‌باشند. همچنین ترکیبات بار مغناطیسی در گروه پیمان‌های  $SU(3)$  که منجر به شار ورتکسی می‌شود نیز مورد بررسی قرار می‌گیرد.

**کلیدواژه‌گان:** محبوس شدگی، حلقه ویلسون، تک قطبی مغناطیسی، ورتکس مرکزی

#### مقدمه

اختلال همگرا می‌شود. در این ناحیه با استفاده از روش‌های اختلالی پتانسیل بین کواریکی به صورت کولنی به دست می‌آید. در انرژی‌های پایین (ناحیه غیر اختلالی<sup>4</sup>) یعنی در فواصل دور (بیشتر از یک فرمی)، ثابت جفت شدگی بزرگتر از یک و میدان رنگی بین کواریکی درون یک تیوب فشرده می‌شود و منجر به محبوس شدگی کواریک می‌شود. بنابراین با افزایش مراتب اختلال سهم نمودارها در دامنه پراکندگی بیشتر شده و در نتیجه دامنه پراکندگی واگرا می‌شود. از این رو روش‌های اختلالی در این ناحیه کاربردی ندارند. نظریه پیمان‌های شبکه<sup>5</sup> و

نظریه میدان‌های رنگی<sup>1</sup> شامل نواحی اختلالی و غیر اختلالی است. در انرژی‌های بالا (ناحیه اختلالی<sup>2</sup>) یعنی در فواصل کم بین کواریکی، ثابت جفت شدگی به عنوان احتمال گسیل یا جذب گلوئون، کوچکتر از یک و تبادل یک گلوئون بین کواریک‌ها منجر به آزادی مجانبی برای کواریک‌ها می‌شود. در نمودارهای فاینمن هر رأس<sup>3</sup> سهمی از ثابت جفت شدگی را در دامنه پراکندگی دارا می‌باشد. در نتیجه با افزایش مراتب اختلال تعداد رأس‌ها در نمودارهای فاینمن بیشتر می‌شود. بنابراین سهم نمودارهای فاینمن مربوط به مراتب بالاتر در دامنه پراکندگی کمتر شده و دامنه پراکندگی با افزایش مراتب

\* نویسنده مسئول: sdeldar@ut.ac.ir

<sup>1</sup> Quantum Chromodynamics (QCD)

<sup>2</sup> Perturbative regime

<sup>3</sup> Vertex

<sup>4</sup> Nonperturbative regime

<sup>5</sup> Lattice gauge theory

در فواصل میانی با ویژه‌مقدار عملگر کازیمیر مرتبه دوم، یعنی جمع توان دوم مولدهای گروه پیمان‌های  $SU(N)$  متناسب می‌باشد.

3- پتانسیل در فواصل دور بین کوارک‌ها از  $N$ -گانگی یعنی کلاس‌بندی نمایش‌ها تبعیت می‌کند. زیرا در این فواصل جفت گلوئون و پاد گلوئون از خلأ آزاد شده و با کوارک‌های اولیه ترکیب می‌شوند.

در مدل ورتکس مرکزی چگالش ورتکس‌ها منجر به حبس کوارکی می‌شود [5]. ورتکس یک موجود توپولوژیکی است، که در دو بعد نقطه‌گونه، در سه بعد خط گونه، و در چهار بعد سطح گونه است. چنین موجوداتی را می‌توان به مرز ناحیه‌ای که ناپیوستگی در تبدیلات پیمان‌های تکین<sup>6</sup> ایجاد می‌شود، نسبت داد. با بررسی مشاهده پذیر مقدار انتظاری حلقه ویلسون که اثر حضور کوارک‌ها در خلأ می‌باشد، حبس کوارکی مورد ارزیابی قرار می‌گیرد. از طرف دیگر تک قطبی‌های مغناطیسی مسئول محبوس شدگی کوارک در نظریه ابرسانای دوگان هستند. بنابراین به‌طور محتمل همبستگی بین ورتکس‌های مرکزی و تک قطبی‌ها موجود است. شبیه‌سازی‌های مونت کارلو نشان داده‌اند که ورتکس مرکزی با تبدیل پیمان‌های آبلی بیشینه<sup>7</sup> و تثبیت پیمان<sup>8</sup> به زنجیره‌های تک قطبی-ورتنکس تغییر شکل می‌دهند [7].

در این تحقیق، همبستگی تک قطبی‌ها و ورتکس‌ها در مدل ورتکسی مورد بررسی قرار می‌گیرد. با بررسی جفت‌های تک قطبی-پاد تک قطبی در مدل ورتکسی  $SU(2)$ ، مشاهده می‌شود که شار بین تک قطبی‌ها به شار دو ورتکس تجزیه می‌شود که بین آنها دافعه موجود

مدل‌های پدیده شناختی<sup>1</sup> روش‌های توانمندی هستند که در این ناحیه به‌کار برده می‌شوند. این نکته حائز اهمیت است که نتایج حاصل شده از مدل‌های پدیده شناختی، باید با نتایج نظریه پیمان‌های شبکه تطبیق داشته باشند [6-1]. با استفاده از این نظریه‌ها می‌توان مکانیزم دینامیکی پدیده غیر اختلالی محبوس شدگی کوارک که چالش بزرگ در QCD است را مورد بررسی قرار داد. رفتار خلأ در ناحیه غیر اختلالی که منجر به حبس کوارکی می‌شود، از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. در ناحیه غیر اختلالی در خلأ، آرایش‌های رنگی ورتکس‌های مرکزی<sup>2</sup>، تک قطبی‌ها<sup>3</sup>، اینستتون‌ها<sup>4</sup>، کالرون‌ها<sup>5</sup>... به‌عنوان موجودات توپولوژیکی در حال بررسی می‌باشند. بر طبق نظریه پیمان‌های شبکه و مدل‌های پدیده شناختی درجه‌های آزادی ورتکس‌های مرکزی و تک قطبی‌ها کاندیدهای اصلی محبوس شدگی کوارک می‌باشند. همچنین طبق این نظریه‌ها، اینستتون‌ها (سالیتون‌ها در دمای صفر) موفق در توضیح حبس کوارکی نیستند. به‌هر حال شواهدی در نظریه پیمان‌های شبکه موجود است که کالرون‌ها (اینستتون‌ها در دمای غیر صفر) می‌توانند به توصیف ناحیه غیر اختلالی بپردازند. هر نظریه‌ای که به بررسی محبوس شدگی می‌پردازد، باید از ویژگی‌هایی که نیروی محبوس کننده دارا است، تبعیت کند. این خواص در نظریه پیمان‌های شبکه یا در نظریه‌های دیگر اثبات شده‌اند. ویژگی‌های نیروی محبوس کننده عبارتند از:

1- در همه فواصل پتانسیل بین کوارک‌ها، شیب مثبت و تفرع به سمت پایین است.

2- پتانسیل در فواصل میانی از مقیاس کازیمیر تبعیت می‌کند یعنی شیب پتانسیل بین کوارک‌ها در نمایش  $r$

<sup>5</sup> Calorons

<sup>6</sup> Singular gauge transformation

<sup>7</sup> Maximal Abelian gauge fixing

<sup>8</sup> Abelian projection

<sup>1</sup> Phenomenological models

<sup>2</sup> Center vortices

<sup>3</sup> Monopoles

<sup>4</sup> Instantons

### مدل پدیده شناختی ورتکسی

در این مدل، خلأ از آرایش‌های رنگی ورتکس مرکزی که خط گونه هستند، تشکیل شده است که با حلقه ویلسون برهم‌کنش می‌کنند. عملگر حلقه ویلسون از رد ضرب عناصر گروه در یک مسیر بسته شبکه‌ای به‌دست می‌آید. اثر قطع سطح کمینه حلقه ویلسون توسط ورتکس مرکزی نازک در گروه‌های  $SU(N)$  معادل با قرار گرفتن عنصر مرکزی مربوط به آن ورتکس در میان عناصر گروه است، یعنی:

$$W(C) = Tr(UU \dots U) \rightarrow Tr(UU \dots \exp(\frac{2\pi i n}{N}) \dots UU) \quad 4$$

که  $U$ ها متغییر اتصال هستند و  $n = 1, 2, \dots, N-1$  است. با در نظر گرفتن ضخامت برای ورتکس، احتمال این که ورتکس به‌صورت ناکامل نیز درون حلقه ویلسون قرار گیرد، به‌وجود می‌آید. در نتیجه به‌جای  $\exp(\frac{2\pi i n}{N})$ ، عنصری مثل  $G$  وارد می‌شود، که از  $\exp(\frac{2\pi i n}{N})$ ، یعنی حالتی که ورتکس سطح کمینه حلقه ویلسون را به‌صورت کامل قطع می‌کند تا  $+I$ ، یعنی حالتی که ورتکس حلقه ویلسون را قطع نمی‌کند، تغییر می‌کند. پتانسیل بین کوارکی در نمایش  $r$  به‌صورت زیر به‌دست می‌آید [5]:

$$V(R) = -\sum_x Ln \left\{ 1 - f_n (1 - \text{Re } g_r [\vec{\alpha}_c^n]) \right\} \quad 5$$

که در آن فاکتور گروه<sup>1</sup>

$$g_r [\vec{\alpha}_c^n] = \frac{1}{d_r} \exp [i \vec{\alpha}_c^n \vec{T}] \quad 6$$

و  $f_n$  احتمال برخورد هسته ورتکس نوع  $n$ ام با پلاکت‌ها<sup>2</sup> و  $d_r$  بعد نمایش  $r$  و  $\vec{\alpha}_c^n(x)$  معرف توزیع شار شار ورتکس است، که به‌شکل حلقه  $c$  و مرکز هسته ورتکس  $\alpha$  وابسته می‌باشد.  $T_i (i = 1, \dots, N-1)$  مولدهای زیر جبر کارتان گروه هستند.

است. بنابراین به زنجیره‌های تک قطبی- ورتکس تبدیل می‌شود. نتایج به‌دست آمده در توافق با نظریه پیمانه‌ای شبکه می‌باشد. همچنین ترکیب‌های بار مغناطیسی تک قطبی‌ها در مدل ورتکسی  $SU(3)$  که منجر به شار ورتکسی می‌شوند مورد بررسی قرار می‌گیرد.

### تثبیت پیمانه آبلی و بارهای مغناطیسی

در نظریه‌های غیر آبلی، بارهای مغناطیسی توسط تثبیت پیمانه آبلی ظاهر می‌شوند. نظریه پیمانه‌ای غیر آبلی توسط قطری کردن یک میدان اسکالر می‌تواند به نظریه پیمانه‌ای آبلی تبدیل شود. با تثبیت پیمانه آبلی در گروه  $SU(2)$ ، میدان پیمانه‌ای تحت تبدیل پیمانه‌ای که میدان اسکالر را قطری می‌کند به‌صورت زیر به‌دست می‌آید [8]:

1

$$\vec{A} = \vec{A}_a T_a = \vec{A}_a^R T_a - \frac{1}{e} \vec{n}_\phi \frac{1 + \cos \theta}{r \sin \theta} T_3$$

که در آن  $T_a (a = 1, 2, 3)$  مولدهای گروه  $SU(2)$  می‌باشند. میدان پیمانه‌ای از یک بخش منظم  $\vec{A}_R$  و یک بخش تکینه تشکیل شده است. میدان تکینه به‌شکل یک میدان پیمانه‌ای در مجاورت یک تک قطبی مغناطیسی با بار مغناطیسی  $g = -\frac{4\pi}{e} T_3$  می‌باشد که  $T_3$  مولد قطری گروه است. به‌طور مشابه برای گروه پیمانه‌ای  $SU(3)$  نقصان‌های توپولوژیک مربوط به تثبیت پیمانه آبلی، منبع تک قطبی‌های مغناطیسی با بارهای مغناطیسی زیر هستند:

$$g_i = \frac{4\pi}{e} (w_i, T) \quad 2$$

که در آن  $T$  بردار مولد قطری  $(T_3, T_8)$  و بردارهای ریشه  $w_{i=1,2,3}$  به‌صورت زیر هستند:

$$w_1 = (1, 0), w_2 = (-\frac{1}{2}, -\frac{\sqrt{3}}{2}), w_3 = (-\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}) \quad 3$$

<sup>2</sup> plaquettes

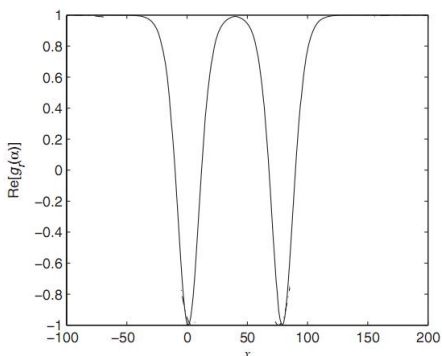
<sup>1</sup> Group factor

که در آن  $\alpha_{\max}^1$  با استفاده از رابطه 9 برابر  $4\pi a$  و  $b$  پارامترهای آزاد،  $R$  فاصله بین کوارکی و  $y(x)$  به عنوان نزدیکترین فاصله از دیوار زمانی حلقه ویلسون به صورت زیر است:

$$y(x) = \begin{cases} x-R & |R-x| \leq |x|, \\ -x & |R-x| > |x|. \end{cases} \quad 11$$

در شکل 2 فاکتور گروه مربوط به آرایشهای تک قطبی-پاد تک قطبی برای  $R=80$  ترسیم شده است که از توزیع شار در رابطه 10 استفاده شده است.

پارامترهای آزاد توزیع شار در محاسبات  $b=4$  و  $a=0.05$  در نظر گرفته شده است.



شکل 2  $\text{Re}(g_j)$  مربوط به آرایشهای تک قطبی-پاد تک قطبی برحسب  $x$  در نمایش پایه در گروه پیمانهای  $SU(2)$  برای  $R=80$ .

دیوارهای زمانی حلقه ویلسون در  $x=0$  و  $x=80$  قرار گرفته اند. اگر مرکز آرایشهای تک قطبی-پاد تک قطبی در  $x=0$  یا  $x=80$  قرار گیرد، نیمی از شار آرایشهای تک قطبی-پاد تک قطبی در داخل حلقه ویلسون قرار می گیرد، یعنی:

12

$$\text{Re}(g_j) = \text{Re} \frac{1}{d_j} \text{Tr} \left( \exp \left[ \frac{i}{2} \alpha_{\max}^1 T_3 \right] \right) = -1$$

این مقدار، مینیمم فاکتور گروه مربوط به ورتکسهای مرکزی در گروه پیمانهای  $SU(2)$  است. به زبان دیگر هنگامی که نیمی از شار آرایشهای تک قطبی-پاد تک قطبی در داخل حلقه ویلسون قرار می گیرد، شار ورتکس مرکزی به دست می آید. در نتیجه آرایشهای

## همبستگی بین ورتکسهای مرکزی و تک قطبهای مغناطیسی

با در نظر گرفتن جفت های تک قطبی-پاد تک قطبی مربوط به نظریه  $SU(2)$  در خلأ، رفتار این آرایشها را توسط مدل مورد بررسی قرار می دهیم. میدان رنگی بین جفت تک قطبی-پاد تک قطبی در ابتدا به صورت فشرده و در داخل یک تیوپ جمع شده است که در شکل 1 نشان داده شده است.



شکل 1. جفت تک قطبی-پاد تک قطبی. جهت ها نشان دهنده جهت میدان مغناطیسی هستند.

شار مغناطیسی کل یک تک قطبی به صورت زیر است:

$$\Phi_m = \int_s \vec{B} \cdot d\vec{s} = g \quad 7$$

که  $g$  بار مغناطیسی است. فاکتور گروه مربوط به نمایش پایه در گروه پیمانهای  $SU(2)$  با استفاده از رابطه 6 به صورت زیر به دست می آید:

$$g_{j=1/2} = \frac{1}{1+2j} \text{Tr} \exp [i\alpha^1 T_3] = \cos \left( \frac{\alpha^1}{2} \right) \quad 8$$

اگر جفت تک قطبی-پاد تک قطبی کاملاً در داخل حلقه ویلسون قرار گیرد

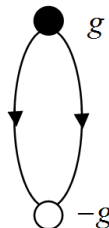
$$\exp [i\alpha_{\max}^1 T_3] = \exp [ieg] \quad 9$$

$$= \exp [i \pm 4\pi T_3] = \exp [i2\pi]$$

که در این رابطه شرط کوانتش  $eg = 2n\pi$  برقرار است. تابع توزیع شار مربوط به جفت تک قطبی-پاد تک قطبی به صورت زیر استفاده می شود:

$$\alpha^1(x) = \frac{\alpha_{\max}^1}{2} \left[ 1 - \tanh \left( ay(x) + \frac{b}{R} \right) \right] \quad 10$$

تک قطبی‌هایی که در تثبیت آبلی ظاهر می‌شوند باید در امتداد خطوط ورتکسی قرار گیرند.



شکل 5. زنجیره تک قطبی-ورتنس به دست آمده از آرایش تک قطبی-پاد تک قطبی.

طبق نظریه پیمانهای شبکه در گروه پیمانهای  $SU(3)$  نیز همبستگی تک قطبی‌ها و ورتکس مرکزی وجود دارد. اما به طور پیچیده‌تر در این نظریه سه نوع بار مغناطیسی وجود دارد. اکنون با ترکیب کردن شار کسری تک قطبی‌ها، شار ورتکسی ساخته می‌شود. در این نمونه ورتکس‌ها یک سوم کل شار تک قطبی را حمل می‌کنند [2]. بنابراین سه ورتکس ممکن است یکدیگر را در یک نقطه منفرد قطع کنند. بارهای مغناطیسی مرتبط با گروه پیمانهای  $SU(3)$  که در رابطه 2 داده شده‌اند، از قید زیر تبعیت می‌کنند:

$$g_1 + g_2 + g_3 = 0 \quad 13$$

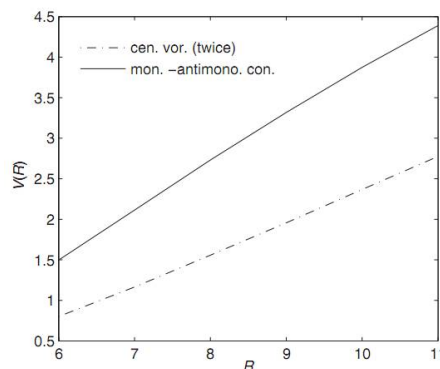
در گروه پیمانهای  $SU(3)$  هنگامی که یک ورتکس مرکزی به طور کامل در داخل حلقه ویلسون قرار گیرد، طبق رابطه 6 داریم:

$$\exp[i\vec{a} \cdot \vec{T}] = z_1 I \quad 14$$

که در آن  $z_1 = \exp(\frac{2\pi i}{3})$  است. بنابراین مقادیر ماکزیمم توزیع شار مربوط به مولدهای کارتان  $T_3$  و  $T_8$  به ترتیب برابر با  $\alpha_{3\max}^1 = 0$  و  $\alpha_{8\max}^1 = \frac{4\pi}{\sqrt{3}}$  به دست می‌آیند. در نتیجه می‌توان نوشت:

$$\exp\left[i\frac{4\pi}{\sqrt{3}}T_8\right] = z_1 I \quad 15$$

تک قطبی-پاد تک قطبی از ترکیب دو ورتکس تشکیل شده است. از طرف دیگر دو ورتکس مرکزی فرضی در داخل آرایش تک قطبی-پاد تک قطبی با یکدیگر برهم‌کنش دارند. برای بررسی برهم‌کنش بین ورتکس‌های مرکزی در داخل آرایش تک قطبی-پاد تک قطبی، پتانسیل مربوط به آرایش‌های تک قطبی-پاد تک قطبی و ورتکس‌های مرکزی مورد بررسی قرار می‌گیرد. در شکل 3 پتانسیل‌های مربوط به آرایش‌های تک قطبی-پاد تک قطبی و ورتکس‌های مرکزی ترسیم شده است.



شکل 3. پتانسیل‌های بین کواری در فواصل میانی مربوط به سهم آرایش‌های تک قطبی-پاد تک قطبی و دو برابر سهم ورتکس‌های مرکزی در گروه پیمانهای  $SU(2)$ .

انرژی پتانسیل مربوط به آرایش‌های تک قطبی-پاد تک قطبی (منطبق با دو ورتکس با شارهای هم جهت) بیشتر از دو برابر انرژی پتانسیل مربوط به ورتکس‌های مرکزی است. انرژی مازاد می‌تواند به عنوان انرژی برهم‌کنشی بین ورتکس‌های مرکزی که آرایش‌های تک قطبی-پاد تک قطبی را ساخته‌اند، تفسیر شود. بنابراین دو ورتکس با جهت‌های شار یکسان یکدیگر را دفع می‌کنند. در نتیجه یک زنجیره تک قطبی-ورتنس به دست می‌آید به گونه‌ای که ورتکس‌ها هم جهت نیستند. در شکل 5 رفتار ورتکس‌ها در داخل آرایش تک قطبی-پاد تک قطبی نمایش داده شده است.

در نتیجه در نظریه زنجیره‌های تک قطبی-ورتنسی ایجاد می‌شود. بر طبق شبیه‌سازی مونت کارلو

شار تک قطبی را حمل می‌کنند. در گروه پیمانهای SU(3) ترکیب‌های تک قطبی که منجر به شار ورتکسی می‌شوند مورد بررسی قرار می‌گیرد. شار ورتکسی، حامل یک سوم کل شار تک قطبی  $g_3$  و یک سوم کل شار تک قطبی  $g_2$  (در خلاف جهت شار تک قطبی  $g_3$ ) است.

### مرجع‌ها

- [1] J. Greensite, The confinement problem in lattice gauge theory, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **51** (2003) 1-83.
- [2] M. Engelhardt, Generation of confinement and other nonperturbative effects by infrared gluonic degrees of freedom, *Nuclear Physics Proceedings Supplements* **140** (2005) 92-105.
- [3] T. Suzuki, Monopoles and confinement, *Nuclear Physics B, Proceedings Supplements* **30** (1993) 176-183.
- [4] M.N. Chernodub, M. I. Polikarpov, Confinement, duality and nonperturbative aspects of QCD, Plenum Press, New York, (1998).
- [5] R.W. Haymaker, Confinement studies in lattice QCD, *Physics Reports* **315** (1999) 153-173.
- [6] G.'t Hooft, Topology of the gauge condition and new confinement phases non-abelian gauge theories, *Nuclear Physics B* **190** (1981) 455-478.
- [7] M. Faber, J. Greensite, S. Olejnik, Casimir scaling from center vortices: Towards an understanding of the adjoint string tension, *Physical Review D* **57** (1998) 2603-2609.
- [8] S. Deldar, Static SU(3) potentials for sources in various representations, *Physical Review D* **62** (2000) 034509.
- [9] S. Deldar, H. Lookzadeh, S.M. Hosseini Nejad, Confinement in  $G_2$  gauge theories using thick center vortex model and domain structures, *Physical Review D* **85** (2012) 054501.
- [10] S. Rafibakhsh, The effect of SU(4) group factor in the thick center vortex potentials, *Physical Review D* **89** (2014) 034503.

اکنون با ترکیب کردن شار کسری تک قطبی‌ها، شار ورتکسی ساخته می‌شود. با جایگزین کردن  $H_g$  از رابطه 2 در داخل رابطه 15 داریم:

$$\exp\left[ie\left(\frac{g_3}{3} - \frac{g_2}{3}\right)\right] = z_1 I \quad 16$$

که در آن طبق رابطه 7، بارهای مغناطیسی معادل با شارهای مغناطیسی کل تک قطبی‌ها هستند. بنابراین اثر یک ورتکس مرکزی روی حلقه ویلسون معادل با اثر یک آرایش آبلی مرتبط با یک سوم بار مغناطیسی  $g_3 - g_2$  بر روی حلقه ویلسون است. به زبان دیگر در گروه پیمانهای SU(3)، ورتکس مرکزی حامل یک سوم کل شار تک قطبی  $g_3$  و یک سوم کل شار تک قطبی  $g_2$  (در خلاف جهت شار تک قطبی  $g_3$ ) است.

### نتیجه گیری

در این تحقیق همبستگی بین ورتکس‌های مرکزی و تک قطبی‌های آبلی در یک مدل پدیده شناختی مورد بررسی قرار می‌گیرد. درجه آزادی تک قطبی مانند ورتکس مرکزی منجر به حبس کواریکی در نظریه‌های غیر آبلی می‌شود. بنابراین انتظار می‌رود بین این موجودات همبستگی وجود داشته باشد. در گروه پیمانهای SU(2) فاکتور گروه مربوط به جفت‌های تک قطبی-پاد تک قطبی نشان دهنده این است که این موجودات از دو ورتکس مرکزی ساخته شده‌اند. با بررسی پتانسیل مربوط به جفت‌های تک قطبی-پاد تک قطبی و مقایسه با پتانسیل مربوط به ورتکس‌های مرکزی یک نیروی دافعه بین ورتکس‌های مرکزی درون جفت‌های تک قطبی-پاد تک قطبی مشاهده شده است. بنابراین در نظریه زنجیره‌های تک قطبی-ورتنکس ایجاد شده‌اند. نتایج به دست آمده در توافق با نظریه پیمانهای شبکه است. در گروه پیمانهای SU(3) وضعیت کمی پیچیده‌تر است. در این نمونه ورتکس‌ها یک سوم کل

Abelian Higgs model in the London limit: Vortex-monopole chains and the photon propagator, *Physical Review D* **71** (2005) 074502.

[16] G. Ripka, Dual superconductor models of color confinement, *Lecture Notes in Physics* **639** (2004) 1.

[11] S. Deldar, A. Mohamadnejad, Quark Confinement in Restricted SU(2) Gauge Theory, *Physical Review D* **86** (2012) 065005.

[12] M. Kiamari, S. Deldar, Interacting dyon ensemble and confinement by particle mesh Ewald's method, *Physical Review D* **95** (2017) 076006.

[13] M.N. Chernodub, V.I. Zakharov, Monopoles and vortices in Yang-Mills plasma, *Physics of Atomic Nuclei* **72** (2009) 2136-2145.

[14] J.M. Cornwall, Center vortices, nexuses, and fractional topological charge, *Physical Review D* **61** (2000) 085012.

[15] M.N. Chernodub, R. Feldmann, E.-M. Ilgenfritz, A. Schiller, The Compact Q=2