

文章编号: 1007-4627(2011)02-0185-06

非 Abel 对偶超导理论中的涡旋管研究^{*}

王晓云¹, 邹丽平^{2, 3}, 魏智强^{1, 4}, 张鹏鸣^{2, #}

(1 兰州理工大学理学院, 甘肃 兰州 730050;

2 中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000;

3 中国科学院研究生院, 北京 100049;

4 兰州理工大学甘肃省有色金属新材料国家重点实验室, 甘肃 兰州 730050)

摘 要: 首次讨论了非 Abel 对偶超导理论中的涡旋管性质。在 Cho 等工作的基础上进一步研究了非 Abel 情况下的动力学, 并推导出了哈密顿量和运动方程。重点讨论了限制规范势对应的非 Abel 对偶超导理论性质, 并给出了 D 型及 N 型两类整数涡旋的具体数值解。通过与传统的 Abel 对偶超导理论的对比分析, 发现两者的运动方程形式及涡旋解基本一致, 这表明利用 Abel 对偶超导模型研究夸克色禁闭问题是合理的。

关键词: 对偶超导理论; 非 Abel 规范场; 涡旋

中图分类号: O413.4

文献标识码: A

1 引言

在量子色动力学(QCD)中, 夸克色荷禁闭是长期以来一直困扰人们的物理难题。为解释此问题, 人们提出并构建了各种理论模型。其中由 Nambu 和 t'Hooft 提出的对偶超导理论^[1-4]因逻辑自洽和物理图像清晰而受到人们重视并成为研究的热点。对偶超导模型是基于对偶的 Ginzburg-Landau 理论提出的^[5-7]。在对偶超导图像中, 人们认为, 由于磁单极子凝聚体中的对偶迈森纳效应, 色荷和夸克被禁闭在强子中^[2, 8]。t'Hooft 从奇异规范固定出发, 提出了对偶超导图像的一个实现途径。之后人们又提出可以从纯 SU(2)规范场出发来构造有效 Ginzburg-Landau 模型的思想^[9-10], 这为在对偶超导框架下研究 QCD 禁闭相提供了一种新途径。To-ki 等^[11-15]基于对偶超导理论开展了很多研究工作, 并结合对偶 Ginzburg-Landau 理论成功解释了动力学手征破缺问题。Kodama 等^[16]还将模型应用于介子性质问题的研究。

涡旋是涡旋管模型形成的基础。涡旋现象最早由开创了 II 型超导体研究的 Abrikosov 发现并提出。在研究强子散射性质时, 涡旋管模型也是一个

有力的模型工具。构型各异的涡旋管将夸克连接起来可形成不同强子态, 如哑铃状介子、三角形状重子或闭环状胶子球等^[17-18]。本文基于对偶超导理论模型对非 Abel 情况下的涡旋管进行具体研究。

此外, 在粒子物理中, 动力学一般对应的是非 Abel 规范场。然而在对偶超导理论研究中, 由于非 Abel 情况较 Abel 情况复杂, 因此目前只对 Abel 情况的研究较为深入和普遍, 而对非 Abel 情况的研究工作还非常有限。但人们知道, 夸克禁闭是一个非 Abel 规范场的问题, 因此, 用 Abel 对偶超导模型研究夸克色禁闭的问题肯定是不完善的, 有必要对非 Abel 对偶超导理论进行深入具体研究。Fad-deev, Niemi 及 Cho 等在这方面做了大量工作^[19-23]。本文是在 Cho 等研究工作的基础上, 引入非 Abel 情况下的系统哈密顿量并导出其运动方程, 具体求出非 Abel 超导体的两类整型数值解, 最后将其与 Abel 情况的结果比较并进行初步讨论分析。

2 非 Abel 两分量对偶超导体动力学

在非微扰 QCD 的研究中, 人们经常用对偶

* 收稿日期: 2010-07-26; 修改日期: 2010-09-07

* 基金项目: 中国科学院西部之光人才培养计划项目(0804230XBB); 国家教育部回国人员科研启动基金资助项目(0804260HGJ)

作者简介: 王晓云(1984—), 男(汉族), 甘肃武威人, 硕士研究生, 从事理论物理研究; E-mail: zhpm@impcas.ac.cn

通讯联系人: 张鹏鸣, E-mail: zhpm@impcas.ac.cn

Ginzburg-Landau 理论公式来表述对偶超导理论^[5-6]。其中为丢掉非对角的规范自由度, 需引入 Abelian 规范固定和 Abelian 投射技术。并假设非微扰物理量中存在 Abelian dominance^[24] 和磁单极凝聚, 然后可以得到 $U(1)^2$ 的对偶 Ginzburg-Landau 理论。然而, QCD 本身是一个非 Abelian 规范场的问题, 只保留其中的 $U(1)$ 自由度必然丢失很多信息。因此, 有必要对非 Abelian 两分量对偶超导体动力学进行研究。

为解决非 Abelian 规范场中的动力学问题, 段一士和 Cho 等引入了限制规范势。他们认为, 在非 Abelian 规范理论中总能将规范势分解为限制规范势 A_μ 及 X_μ 两项, 考虑 $SU(2)$ 群理论并令 $\mathbf{n}$ 为 $SU(2)$ 群空间的单位矢量 (即 $\mathbf{n} \cdot \mathbf{n} = 1$), 就会有如下分解式^[25-26]:

$$\mathbf{A}_\mu = A_\mu \mathbf{n} - \frac{1}{g} \mathbf{n} \times \partial_\mu \mathbf{n} + \mathbf{X}_\mu = \mathbf{A}_\mu + \mathbf{X}_\mu, \quad (1)$$

$$A_\mu = \mathbf{n} \cdot \mathbf{A}_\mu, \quad \mathbf{n}^2 = 1, \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{X}_\mu = 0,$$

此处 A_μ 是 Abelian “电” 势, 注意到此限制规范势满足:

$$\mathbf{D}_\mu \mathbf{n} = \partial_\mu \mathbf{n} + g \mathbf{A}_\mu \times \mathbf{n} = 0. \quad (2)$$

在无穷小规范转换下

$$\delta \mathbf{n} = -\boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{n} \delta A_\mu = \frac{1}{g} \mathbf{D}_\mu \boldsymbol{\alpha},$$

$$\delta A_\mu = \frac{1}{g} \mathbf{n} \cdot \partial_\mu \boldsymbol{\alpha}, \quad \delta \mathbf{A}_\mu = \frac{1}{g} \mathbf{D}_\mu \boldsymbol{\alpha}, \quad \delta \mathbf{X}_\mu = -\boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{X}_\mu. \quad (3)$$

根据 $\mathbf{A}_\mu$, 可以得到非 Abelian 规范场 $\mathbf{A}_\mu$ 与 Higgs 场 Φ 相互作用项^[23-24]。

$$\begin{aligned} |\mathbf{D}_\mu \Phi|^2 &= |(\partial_\mu + g \mathbf{A}_\mu) \Phi|^2 \\ &= |(\partial_\mu + g A_\mu + g \mathbf{C}_\mu) \phi|^2 \\ &= |D_\mu \phi|^2, \end{aligned} \quad (4)$$

其中

$$C_\mu = \frac{2i}{g} \xi^\dagger \partial_\mu \xi = -\frac{2i}{g} \eta^\dagger \partial_\mu \eta,$$

旋量场

$$\Phi = \phi_1 \xi + \phi_2 \eta, \quad (\phi_1 = \xi^\dagger \Phi, \phi_2 = \eta^\dagger \Phi).$$

而 ϕ_1 和 ϕ_2 是两个复标量场, 组成一个二分量场 $\phi = (\phi_1, \phi_2)^T$, ξ, η 是一组正交基:

$$\xi^\dagger \xi = 1, \quad \eta^\dagger \eta = 1, \quad \xi^\dagger \eta = \eta^\dagger \xi = 0.$$

保持外加电磁场不变, 非 Abelian 的 Ginzburg-Landau 拉格朗日量可表述为

$$\mathcal{L} = -|\mathbf{D}_\mu \phi|^2 - V(\phi_1, \phi_2) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 \quad (5)$$

并有

$$\begin{aligned} V &= \frac{\lambda_{11}}{2} |\phi_1|^4 + \lambda_{12} |\phi_1|^2 |\phi_2|^2 + \\ &\quad \frac{\lambda_{22}}{2} |\phi_2|^4 - \mu_1 |\phi_1|^2 - \mu_2 |\phi_2|^2. \end{aligned} \quad (6)$$

引入变量

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \rho \xi, \quad |\phi^\dagger \phi| = \frac{\rho^2}{2}, \quad \mathbf{n} = \xi^\dagger \boldsymbol{\sigma} \xi,$$

可得到

$$\begin{aligned} |(\partial_\mu + ig A_\mu + ig C_\mu) \phi|^2 &= \\ \frac{1}{2} \left[(\partial_\mu \rho)^2 + g^2 \rho^2 \left(A_\mu - \frac{C_\mu}{2} \right)^2 \right] &+ \\ \frac{1}{8} \rho^2 (\partial_\mu \mathbf{n})^2 + g^2 A_\mu C_\mu \rho^2. \end{aligned} \quad (7)$$

结合前面系统(5), 得到哈密顿量为

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \frac{1}{2} (\partial_\mu \rho)^2 + \frac{1}{2} g^2 \rho^2 B_\mu^2 + \frac{1}{8} \rho^2 (\partial_\mu \mathbf{n})^2 + \\ &\quad g^2 A_\mu C_\mu \rho^2 + V(\rho, f) + \\ &\quad \frac{1}{4} [G_{\mu\nu} - \frac{1}{2g} \mathbf{n} (\partial_\mu \mathbf{n} \times \partial_\nu \mathbf{n})]^2, \end{aligned} \quad (8)$$

其中

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad B_\mu = A_\mu - \frac{C_\mu}{2} \\ V(\rho, f) &= \frac{\lambda}{8} \left[(\rho^2 - \bar{\rho}^2)^2 + \frac{\alpha}{\lambda} \left(\rho^2 - \frac{4\gamma}{\alpha} \right) \times \right. \\ &\quad \left. \rho^2 \cos f + \frac{\beta}{\lambda} \rho^4 \cos^2 f \right] - \frac{\mu^2}{2\lambda}, \end{aligned}$$

此处

$$\begin{aligned} \lambda_{11} &= \lambda + \beta + \alpha, \quad \lambda_{22} = \lambda + \beta - \alpha, \\ \lambda_{12} &= \lambda - \beta, \quad \mu_1 = \mu + \gamma, \quad \mu_2 = \mu - \gamma. \end{aligned}$$

以上可以看作是推广的 Faddeev-Niemi 模型, 除第一部分多出一项外, 其余部分在形式上与推广的 Abelian 情况的 Faddeev-Niemi 模型^[22-23] 基本类似, 但主要区别在于限制规范势 A_μ 有差异, 即多一项诱导规范势 C_μ 。上述研究也表明, 用 Abelian 的 Ginzburg-Landau 模型来研究非 Abelian 的 QCD 问题是有一定的合理基础的。

3 Non-Abrikosov 涡旋

为具体求解涡旋, 建立柱面坐标 (r, φ, z) , 并

设以下轴对称形式：

$$\rho=\rho(r), \quad \xi=\frac{1}{\sqrt{2}}\rho\begin{pmatrix}\cos\frac{f(r)}{2}\exp(-\mathrm{i}n\varphi) \\ \sin\frac{f(r)}{2}\end{pmatrix},$$
$$A_\mu=\frac{n}{g}A(r)\partial_\mu\varphi, \tag{9}$$

由此得出

$$\boldsymbol{n}=\xi^\dagger\boldsymbol{\sigma}\xi=\begin{pmatrix}\sin f(r)\cos n\varphi \\ \sin f(r)\sin n\varphi \\ \cos f(r)\end{pmatrix},$$
$$C_\mu=n\frac{\cos f(r)+1}{g}\partial_\mu\varphi. \tag{10}$$

结合(9)式，最终得到的哈密顿量为

$$\mathcal{H}=\frac{1}{2}\dot{\rho}^2+\frac{1}{8}\rho^2(\dot{f}^2+\frac{n^2}{r^2}\sin^2f)+$$
$$\frac{n^2\rho^2}{2r^2}\left(A+\frac{\cos f+1}{2}\right)^2+\frac{n^2}{2g^2r^2}\dot{A}^2+$$
$$\frac{\lambda}{8}\left[(\rho^2-\bar{\rho}^2)^2+\frac{\alpha}{\lambda}\left(\rho^2-\frac{4\gamma}{\alpha}\right)\rho^2\cos f+\right.$$
$$\left.\frac{\beta}{\lambda}\rho^4\cos^2f\right]-\frac{\mu^2}{2\lambda}, \tag{11}$$

其中 $\rho_0=\sqrt{2\mu/\lambda}$ 。借助 Euler 方程，我们可以得到非 Abel 对偶超理论的运动方程为

$$\ddot{\rho}+\frac{1}{r}\dot{\rho}-\left[\frac{1}{4}\left(\dot{f}^2+\frac{n^2}{r^2}\sin^2f\right)+\right.$$
$$\left.\frac{n^2}{r^2}\left(A+\frac{\cos f+1}{2}\right)^2\right]\rho=$$
$$\frac{\lambda}{2}\left[(\rho^2-\bar{\rho}^2)+\frac{\alpha}{\lambda}\left(\rho^2-\frac{2\gamma}{\alpha}\right)\cos f+\right.$$
$$\left.\frac{\beta}{\lambda}\rho^2\cos^2f\right]\rho \tag{12}$$

$$\ddot{f}+\left(\frac{1}{r}+\frac{\dot{\rho}}{\rho}\right)\dot{f}+2\frac{n^2}{r^2}\left(A+\frac{1}{2}\right)\sin f=$$
$$\left[2\gamma-\left(\frac{\alpha}{2}+\beta\cos f\right)\rho^2\right]\sin f, \tag{13}$$

$$\ddot{A}-\frac{1}{r}\dot{\rho}A-g^2\rho^2\left(A+\frac{\cos f+1}{2}\right)=0. \tag{14}$$

将上述哈密顿量与 Abel 情况^[23]相比较可惊奇地发现，式子中除包含 $A(r)$ 的项与 Abel 情况的哈密顿量不同外，其余部分完全相同。而且涉及 $A(r)$ 的那一项符号正好相反，其余内容基本一致。这一结果是未曾预想到的。下面我们分别求解上述方程

的两类整型涡旋数值解。

与一般超导体中的 Abrikosov 涡旋不同，两带超导体中的涡旋允许在核心处有两类不同的边界条件。由此产生了 D 型及 N 型涡旋。其中 D 型涡旋指在核心处无凝聚体，反之，N 型涡旋指在核心处有凝聚体，这与普遍涡旋情况完全不同^[22]。

3.1 D 型整数涡旋的数值解

首先选取在核心处的 Dirichlet 型边界条件及无限远处的整数磁通。用泰勒展开近似的方法确定边界条件为

$$\rho(0)=0, \quad \dot{\rho}(0)\neq 0 \quad \rho(\infty)=\sqrt{\frac{2(\mu+\gamma)}{(\lambda+\alpha+\beta)}},$$
$$f(0)=\pi, \quad f(\infty)=0,$$
$$A(0)=1/n, \quad A(\infty)=-1. \tag{15}$$

用此边界条件，数值求解(12)–(14)式得到 D 型涡旋解。图 1、图 2 和图 3 分别显示了当 $n=1, n=2, n=3$ 时，取不同参数的解。我们称之为 D 型涡旋，因它源于核心处的 Dirichlet 边界条件^[22]。

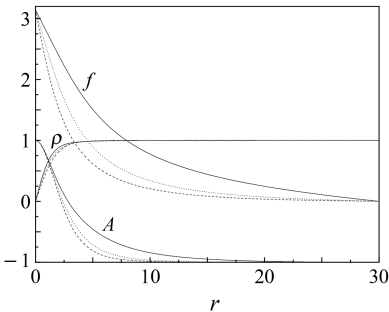


图 1 $n=1$ 时通量为 $4\pi/g$ 的 D 型涡旋
三组解： $\alpha=\beta=\gamma=0$ (实线)； $\alpha=0.03, \beta=-0.01, \gamma=0.01$ (虚线)； $\alpha=0, \beta=-0.01, \gamma=0$ (点线)(此处 $\lambda/g^2=2$)。

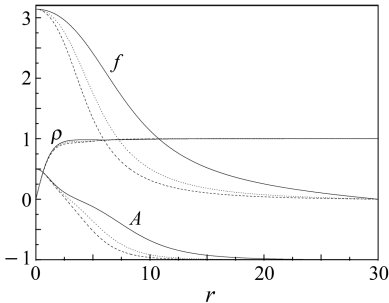


图 2 $n=2$ 时通量为 $6\pi/g$ 的 D 型涡旋
三组解： $\alpha=\beta=\gamma=0$ (实线)； $\alpha=0.03, \beta=-0.01, \gamma=0.01$ (虚线)； $\alpha=0, \beta=-0.01, \gamma=0$ (点线)(此处 $\lambda/g^2=2$)。

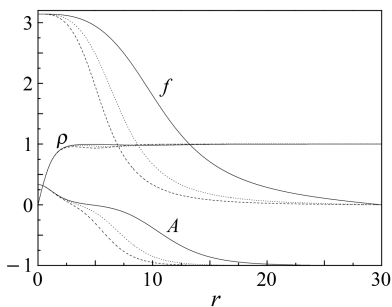


图 3 $n=3$ 时通量为 $8\pi/g$ 的 D 型涡旋

三组解: $\alpha=\beta=\gamma=0$ (实线); $\alpha=0.03, \beta=-0.01, \gamma=0.01$ (虚线); $\alpha=0, \beta=-0.01, \gamma=0$ (点线)(此处 $\lambda/g^2=2$)。

分析上述 D 型涡旋图可以得到: (1) 随着磁通量子数 n 增大, 涡旋半径也相应增大, 这与通常涡旋一致; (2) 相较于其他参数, 参数 β 对涡旋半径影响较为显著, $\beta=0$ 时半径较大; (3) 当 n 增大时, 磁场呈现起伏变化, 出现两个极小值, 这与普通涡旋完全不同(具体见图 4)。

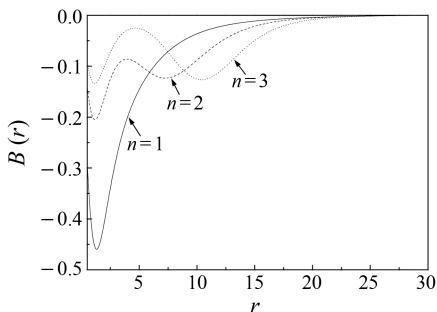


图 4 取参数 $\alpha=\beta=\gamma=0$, 当 $n=1, n=2, n=3$ 时磁场 $B(r)$ 的函数图像

3.2 N 型整数涡旋的数值解

选取在核心处的 Neumann 型边界条件及无限整流型真空。边界条件确定为

$$\begin{aligned} \dot{\rho}(0) &= 0, \quad \rho(0) \neq 0, \quad \rho(\infty) = \sqrt{\frac{2(\mu + \gamma)}{(\lambda + \alpha + \beta)}} \\ f(0) &= \pi, \quad f(\infty) = 0, \\ A(0) &= 0, \quad A(\infty) = -1. \end{aligned} \quad (16)$$

用此边界条件, 数值求解(12)–(14)式得到 N 型涡旋解。图 5、图 6 和图 7 分别显示了当 $n=1, n=2, n=3$ 时, 取不同参数的解。我们称之为 N 型涡旋, 因它源于核心处的 Neumann 边界条件^[22]。

分析上述 N 型涡旋图可以得到: (1) 随着磁通量子数 n 增大, 涡旋半径也相应增大, 与 D 型一

致; (2) 参数 β 变化强烈影响涡旋半径; (3) 凝聚体密度在涡旋中心处不为零, 特别当 n 增大时, 涡旋中心与远离涡旋处密度几乎没有变化, 这与普遍的 Abrikosov 涡旋非常不同。

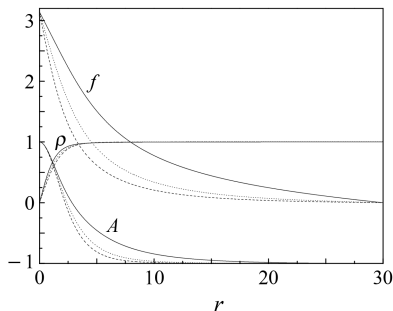


图 5 $n=1$ 时通量为 $2\pi/g$ 的 N 型涡旋

三组解: $\alpha=\beta=\gamma=0$ (实线); $\alpha=\beta=0, \gamma=0.005$ (虚线); $\alpha=0.01, \beta=-0.01, \gamma=0$ (点线)(此处 $\lambda/g^2=2$)。

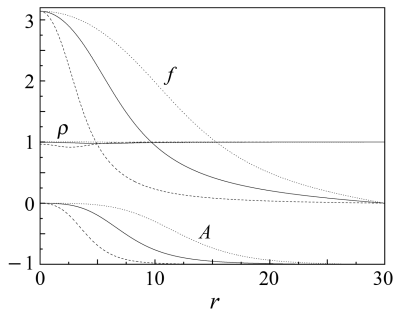


图 6 $n=2$ 时通量为 $4\pi/g$ 的 N 型涡旋

三组解: $\alpha=\beta=\gamma=0$ (实线); $\alpha=\beta=0, \gamma=0.005$ (虚线); $\alpha=0.01, \beta=-0.01, \gamma=0$ (点线)(此处 $\lambda/g^2=2$)。

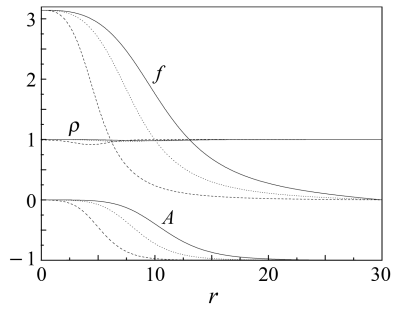


图 7 $n=3$ 时通量为 $6\pi/g$ 的 N 型涡旋

三组解: $\alpha=\beta=\gamma=0$ (实线); $\alpha=\beta=0, \gamma=0.004$ (虚线); $\alpha=0, \beta=-0.004, \gamma=0$ (点线)(此处 $\lambda/g^2=2$)。

将上面两类涡旋数值解图像与 Abel 情况下的图像对比可以发现: 在 D 型和 N 型两类涡旋图中, $\rho(r)$ 及 $f(r)$ 的函数图像相较于 Abel 情况的图像^[23]基本相同, 也即非 Abel 情况下 $\rho(r)$ 及 $f(r)$ 的数值解没有变化; 但 $A(r)$ 的图像与 Abel 情况下的图正

好形成一对互逆曲线，这表明非 Abel 情况下 $A(r)$ 的数值解与 Abel 情况下的数值解相比较绝对值不变，方向相反。上述结果与前面的分析一致。

4 结论

本文首次对非 Abel 对偶超导理论的涡旋管进行了研究。在 Cho 等工作的基础上进一步讨论了非 Abel 情况下的动力学并推导出了哈密顿量和运动方程。将推导的哈密顿量和运动方程与 Abel 情况相比较可以发现，哈密顿量和运动方程式基本一致。这表明了限制规范势对应的非 Abel 对偶超导模型与 Abel 对偶超导模型之间存在密切联系，用 Abel 对偶超导模型研究夸克色禁闭问题是合理的。之后，我们具体求解了两类整型涡旋的数值解，得到了 D 类型和 N 类型两种涡旋解，它们对应不同的拓扑。其中，N 类型涡旋在中心处凝聚体密度不为零，这为实验上观测此类涡旋增加了困难；D 类型涡旋附近的磁场当磁通量子数 n 增大时出现了两个极小值，这是与普通涡旋完全不同的。今后，我们将研究更一般情况下非 Abel 对偶超导理论的性质。

参考文献 (References):

[1] Nambu Y. Phys Rev, 1974, **D10**: 4262.
[2] Mandelstam S. Phys Rept, 1976, **23**: 245.
[3] t'Hooft G. Nucl Phys, 1978, **B138**: 1.
[4] Ripka Georges. Dual Superconductor Models of Color Confinement (Lecture Notes in Physics 639, Springer Verlag 2005).
[5] Suzuki T. Prog Theor Phys, 1988, **80**: 929.
[6] Maedan S, Suzuki T. Prog Theor Phys, 1989, **81**: 229.
[7] Wang Chunkai, Zou Liping, Zhang Pengming. Nuclear Physics Review, 2010, **27**(4): 432(in Chinese).

(王纯锴, 邹丽平, 张鹏鸣. 原子核物理评论, 2010, **27**(4): 432.)
[8] t'Hooft G. In High Energy Physics. EPS International Conference //Zichichi A. Palermo, Italy, 1975, 1319.
[9] Dzhunushaliev V, Singleton D. Mod Phys Lett, 2003, **A18**: 955.
[10] Xi Guozhu, Jia Duojie, Ji Yonglin, *et al.* Nuclear Physics Review, 2009, **26**(3): 194(in Chinese).
(席国柱, 贾多杰, 吉永林, 等. 原子核物理评论, 2009, **26**(3): 194.)
[11] Suganuma H, Sasaki S, Toki H. Nucl Phys, 1995, **B435**: 207.
[12] Sasaki S, Suganuma H, Toki H. Prog Theor Phys, 1995, **94**: 373.
[13] Sasaki S, Suganuma H, Toki H. Phys Lett, 1996, **B387**: 145.
[14] Toki H, Sasaki S, Ichie H, *et al.* Jour Korean Phys Soc (Proc Suppl), 1996, **29**: S346.
[15] Toki H, Suganuma H. Progr Part Nucl Phys, 2000, **45**: S397.
[16] Hiroaki Kodama, Yoshimi Matsubara, Shigeyoshi Ohno, *et al.* Prog Theor Phys, 1997, **98**: 1345.
[17] Isgur N, Paton J. Phys Lett, 1983, **124B**: 247.
[18] Cheng T P, Li L F. 2008 Gauge Theory of Elementary Particle Physics. Beijing: Science Press, 240—245.
[19] Faddeev L D, Niemi A J. Phys Lett, 2002, **B525**: 195.
[20] Faddeev L D, Niemi A J. Nucl Phys, 2007, **B776**: 38.
[21] Niemi A J. JHEP 2004, **0408**: 035.
[22] Cho Y M. Phys Rev, 2005, **B72**: 212526; Cho Y M, Zhang P M. Phys Rev, 2006, **B73**: 180506.
[23] Cho Y M, Zhang P M. Eur Phys J, 2008, **B65**: 155.
[24] Ezawa Z F, Iwazaki A. Phys Rev, 1982, **D25**: 2681; Phys Rev, 1982, **D26**: 631.
[25] Cho Y M. Phys Rev, 1980, **D21**: 1080; Cho Y M. Phys Rev Lett, 1981, **46**: 302; Phys Rev, 1981, **D23**: 2415.
[26] Duan Y S, Ge M L. Sci Sinica, 1979, **22**(11): 1072 (in Chinese).
(段一士, 葛墨林, 中国科学, 1979, **22**(11): 1072.)

Vortex in Non-Abelian Dual Superconductor Theory^{*}

WAND Xiao-yun¹, ZOU Li-ping^{2, 3}, WEI Zhi-qiang^{1, 4}, ZHANG Peng-ming^{2, #}

(1 *School of Science, Lanzhou University of Technology, Lanzhou 730050, China;*

2 *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;*

3 *Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;*

4 *State Key Laboratory of Gansu Advanced Non-ferrous Metal Materials, Lanzhou University of Technology, Lanzhou 730050, China*)

Abstract: We have discussed vortices in the non-Abelian dual superconductor theory. Based on the work of Cho et al., the Hamiltonian and the equations of motion of non-Abelian model were discussed in details. The non-Abelian dual superconductor theory related to the restricted gauge potential was underlined and solutions of D-type and N-type integer vortices were obtained. Comparing with the traditional Abelian dual superconductor theory, we found that the equations of motion and solutions of vortices in two models are almost same, which indicates it is reasonable to study quark confinement based on the Abelian dual superconductor theory.

Key words: dual superconductor theory; non-abelian gauge field; vortex

* **Received date:** 26 Jul. 2010; **Revised date:** 7 Sep. 2010

* **Foundation item:** West Light Talent Training Program of Chinese Academy of Sciences(0804230XBB); Scientific Research Foundation for Returned Scholars, Ministry of Education of China(0804260HGJ)

Corresponding author: Zhang Pengming, E-mail: zhpm@impcas.ac.cn