



Polyakov-loop拓展的夸克介子模型中的Roberge–Weiss相变研究

张啟玥 张昭

Roberge–Weiss Transition in the Polyakov-loop Extended Quark-meson Model

ZHANG Qiyue, ZHANG Zhao

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC35>

引用格式:

张啟玥, 张昭. Polyakov-loop拓展的夸克介子模型中的Roberge–Weiss相变研究[J]. 原子核物理评论, 2020, 37(3):713–719. doi: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC35

ZHANG Qiyue, ZHANG Zhao. Roberge–Weiss Transition in the Polyakov–loop Extended Quark–meson Model[J]. Nuclear Physics Review, 2020, 37(3):713–719. doi: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC35

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

改进的PNJL模型下QCD的相图

QCD Phase Diagram in the Improved PNJL Model

原子核物理评论. 2017, 34(3): 575–579 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.575>

中子星内部强子–夸克相变的有限尺度效应研究

Hadron–quark Phase Transition with Finite–size Effect in Neutron Stars

原子核物理评论. 2017, 34(3): 509–513 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.509>

推广的相互作用玻色子模型中基于对偶代数结构的量子相变研究(英文)

Quantum Phase Transition in an Extension of the Interacting Boson Model Based on Dual Algebraic Structure

原子核物理评论. 2018, 35(4): 482–486 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.04.482>

夸克模型下的轻介子质量谱

Quasi-linear Mass Formula for Light Mesons in Quark Model

原子核物理评论. 2018, 35(1): 5–9 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.01.005>

SD对壳模型下原子核形状相变 (英文)

Nuclear Shape Phase Transitions in SD–pair Shell Model

原子核物理评论. 2017, 34(1): 98–104 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.01.098>

固态夸克星星震模型的研究

Starquake Model in a Solid Quark Star

原子核物理评论. 2017, 34(4): 710–717 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.04.710>

文章编号: 1007-4627(2020)03-0713-07

Polyakov-loop拓展的夸克介子模型中的Roberge-Weiss相变研究

张啟玥, 张昭[†]

(华北电力大学数理学院, 北京 102206)

摘要: \mathbb{Z}_3 -QCD是具有严格中心对称性的类QCD理论, 研究其在特殊条件下的性质有助于理解QCD退禁闭相变。本文应用三种味道的Polyakov-loop拓展的夸克介子模型作为 \mathbb{Z}_3 -QCD的低能有效理论, 研究了不同中心对称性破缺模式下的Roberge-Weiss(RW)相变。为保证RW周期性, 本文采用味道依赖的虚化学势($\mu_u, \mu_d, \mu_s = iT(\theta - 2C\pi/3, \theta, \theta + 2C\pi/3)$, 其中 $0 \leq C \leq 1$)。传统的和夸克反馈效应改进的两种不同Polyakov-loop势被分别用于相应的计算。研究表明, 当 $N_f=3$, $C \neq 1$ 时, RW相变出现在 $\theta = \pi/3 \pmod{2\pi/3}$ 处, 其强度随 C 值的减小而加强; 当 $C=1$, $N_f=2+1$ 时, RW相变位置出现反常, 变为 $\theta = 2\pi/3 \pmod{2\pi/3}$; 而当 $C=1$, $N_f=1+2$ 时, RW相变点又返回 $\theta = \pi/3 \pmod{2\pi/3}$ 。上述几种情形的RW相变端点均为三相点。研究发现, 夸克反馈效应使得RW相变强度减弱, 退禁闭相变温度变低, 但并未改变前述的定性结论。

关键词: PQM模型; 夸克反馈作用; RW相变; 退禁闭相变

中图分类号: O572.24

文献标志码: A

DOI: [10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC35](https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC35)

1 引言

勾绘量子色动力学(QCD)的相图是中高能核物理研究的前沿和热点。作为第一性原理, 格点量子色动力学(LQCD)是研究QCD相图的非常重要的方法。但因费米子符号问题^[1], LQCD在有限化学势时的应用具有很大的局限性。为绕过这一问题, 物理学家先后提出了多种不同的方法^[1]。其中一种有效方法是选取虚化学势, 这时费米子行列式变成实的, 从而可以规避符号问题。这种方法通常先模拟得到虚化学势域的结果, 然后再将其解析延拓到实化学势域^[2-8]。

Roberge等^[9]发现, 引入虚夸克化学势 $\mu_I = iT\theta$ 后的QCD热力学势满足 $\Omega_{\text{QCD}}(\theta) = \Omega_{\text{QCD}}(\theta + 2\pi/3)$, 即所谓的RW周期性。因动力学夸克使得 \mathbb{Z}_3 对称性明显破缺, 当温度高于某临界值 T_{RW} 时, 三个原本简并的 \mathbb{Z}_3 真空有效热力学势 $\Omega_\phi(\phi = 0, \pm 2\pi/3)$ 不再简并。作为 θ 的函数, 这三个解的周期均为 2π , 且其中任意思一个可通过左右平移 $2\pi/3$ 而得到另外两个; 而确定 θ 下的物理热力学势则对应这三个解的最小值。这就导致热力学势在 $\theta = \pi/3 \pmod{2\pi/3}$ 处有尖峰, 即 $d\Omega_{\text{QCD}}/d\theta$ 不连续, 相应的相变被称为Roberge-Weiss(RW)相变^[9]。需要强调的是, RW相变是和 \mathbb{Z}_2 对称性相对应的真实相

变, 夸克虚密度及Polyakov-loop的相因子均可作为序参量。

LQCD研究发现, RW端点的性质与夸克质量关系密切^[10-13]: 当夸克质量取值较大或者较小时, RW端点是三相点(三个一级相变线交汇); 而中间质量区域的RW端点为临界点(CEP)。最新的LQCD模拟显示取物理质量时的RW端点是二级相变点^[14]。研究RW端点的性质和质量的关系有助于理解手征对称性(轻夸克域)和中心对称性(重夸克域)对QCD相变的影响。但目前LQCD的计算结果对算法及格距都比较敏感。除LQCD外, QCD的有效模型也可以用以研究RW相变。要得到正确的RW周期, 低能有效模型除具有手征对称性外, 还需满足所谓扩展的 \mathbb{Z}_3 对称性^[15]。Polyakov-loop拓展的Nambu-Jona-Lasinio(PNJL)模型和Polyakov-loop拓展的夸克介子(PQM)模型就满足该条件, 是该类模型的优点之一。

新近研究发现, 若味道质量简并且 $N_f = N_c$, 味道编号为f的夸克场满足扭曲边界条件

$$q_f(x, \beta = 1/T) = -e^{-i\theta_f} q_f(x, 0), \quad (1)$$

其中

$$\theta_f = 2f\pi/N_c (f = 1, \dots, N_c), \quad (2)$$

收稿日期: 2019-12-31; 修改日期: 2020-05-13

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11875127, 11275069)

作者简介: 张啟玥(1992-), 女, 江西于都人, 硕士, 从事理论物理研究; E-mail: qiyuezhang@ncepu.edu.cn

[†]通信作者: 张昭, E-mail: zhaozhang@pku.org.cn。

则相应的 $SU(N_c)$ 规范理论亦具有严格的 \mathbb{Z}_{N_c} 中心对称性^[15-16]。这里味道依赖的扭曲边界条件(1)等效于引入虚化学势 $\mu_f = iT\theta_f$ 但保持物理的反对称边界条件不变。满足上述扭曲边界条件的 $N_c=3$ 的类 QCD 理论被称为 \mathbb{Z}_3 -QCD^[15, 17]。不同于 QCD, 在 \mathbb{Z}_3 -QCD 中 Polyakov-loop 是中心对称性的严格序参量。研究 \mathbb{Z}_3 -QCD 的热力学性质及相变性质有助于揭示 QCD 退禁闭相变和中心对称性间的微妙关系。

\mathbb{Z}_3 -QCD 理论的一个优点是可用于研究 RW 及退禁闭相变^①对中心对称性破缺模式及破缺程度的依赖关系。如前所述, RW 相变的前提是中心对称性必须明显破缺。而味道和颜色数的差异、质量非简并以及味道相关的虚化学势对公差为 $2\pi/N_c$ 等差数列的偏离均可导致 \mathbb{Z}_3 -QCD 的中心对称性明显破缺。最近, 本文作者之一及合作者, 选取味道依赖的虚化学势 $(\mu_u, \mu_d, \mu_s) = iT(\theta - 2C\pi/3, \theta, \theta + 2C\pi/3) (0 \leq C \leq 1)$ ^{②[18]}, 采用三个味道的 PNJL 作为 \mathbb{Z}_3 -QCD 的有效模型, 分别研究了几种不同中心对称性破缺模式下的 RW 及退禁闭相变^[17]。研究发现, 当味道质量简并但 $C \neq 1$ 时, 在 $\theta = \pi/3 (\text{mod } 2\pi/3)$ 处存在 RW 相变, 其强度随着 C 减小而增强; 当 $C = 1$, $N_f = 2+1$ (两轻一重) 时, RW 相变发生在 $\theta = 2\pi/3 (\text{mod } 2\pi/3)$ 处, 而 $N_f = 1+2$ (一轻两重) 时, RW 相变点又回到 $\theta = \pi/3 (\text{mod } 2\pi/3)$ 处。在上述几种情形, RW 相变端点均保持为三相点。

需强调的是, 文献[17]的结论基于传统的 PNJL 模型, 即采用由纯规范理论得到的 Polyakov-loop 有效势来模拟 QCD 的胶子势。传统 PNJL 忽略了夸克对胶子势的反馈作用^③, 原因在于如何在 Polyakov-loop 势中计及夸克效应是个很困难的问题。近来, 基于泛函重整化群方法, 文献[19]提出用一种改进的、考虑了单圈夸克效应的 QCD 胶子势来替代基于纯规范的 Polyakov-loop 势, 并用以研究 QCD 相变。本文拟把基于这种改进的胶子势的 Polyakov-loop 拓展的夸克介子模型 (PQM) 当作 \mathbb{Z}_3 -QCD 的有效理论, 来研究不同中心对称破缺模式下的 RW 及退禁闭相变。我们将采用味道相关的虚化学势, 并与文献[17]的结果进行比较。本文主要目的一是检验文献[17]所得的主要结论是否与模型相关; 二是考察夸克反馈效应对 RW 及退禁闭相变的影响。

本文第二部分将给出平均场近似下、虚化学势情形

① 这里把 Polyakov-loop 当作退禁闭相变的序参量。

② 这将确保配分函数满足 $Z(\theta) = Z(\theta + 2k\pi/3)$ (k 为整数)。

③ 严格讲, 传统的做法把纯规范势中的 $T_0 = 270$ MeV 简单替换成较小的 $T_0 \sim 200$ MeV, 也可理解为粗略地考虑了部分夸克效应。

④ 本文采用文献[19]的方案, 忽略了夸克的真空贡献。我们已确认, 夸克的真空贡献不影响本文的主要结论。

的 PQM 模型热力学势。第三部分给出几种中心对称性破缺模式下的 RW 及退禁闭相变的数值解。第四部分是结论。

2 PQM 模型和 \mathbb{Z}_3 -PQM 模型

PQM 模型是当前流行的 QCD 低能有效理论之一, 被广泛用于 QCD 相变的研究。相对于 PNJL 模型, PQM 模型具有可重整化的优势。三种味道情形 PQM 模型的拉氏量为^[20]

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{q}_f [i\gamma_\mu \partial_\mu - g T_a (\sigma_a + i\gamma_5 \pi_a)] q_f + \text{Tr}(\partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi) - \\ & m^2 \text{Tr}(\phi^\dagger \phi) - \lambda_1 [\text{Tr}(\phi^\dagger \phi)]^2 - \lambda_2 \text{Tr}(\phi^\dagger \phi)^2 + \\ & c(\det \phi + \det \phi^\dagger) + \text{Tr}[H(\phi + \phi^\dagger)] - \mathcal{U}(\Phi, \bar{\Phi}; T), \end{aligned} \quad (3)$$

式中 ϕ 是由标量 σ_a 介子和赝标量 π_a 介子定义的 3×3 矩阵, $T_a = \lambda_a/2 (a = 0, \dots, 8)$ 是 $U(3)$ 对称群的九个生成元, λ_a 是色空间的 Gell-Mann 矩阵。仅考虑同位旋对称的问题, 而不考虑上夸克部分与下夸克部分的区别, 则手征对称性的序参量为轻夸克凝聚 σ 和奇异夸克凝聚 σ_s 。在平均场近似下, 忽略介子的量子涨落和热涨落, 保留夸克/反夸克作为量子场, 单位体积的热力学势可表示为

$$\Omega(\sigma, \sigma_s, \Phi, \bar{\Phi}; T, \mu_f) = \Omega_{qq}(\sigma, \sigma_s, \Phi, \bar{\Phi}; T, \mu_f) + U(\sigma, \sigma_s) + \mathcal{U}(\Phi, \bar{\Phi}; T), \quad (4)$$

其中轻夸克凝聚为 $\sigma = \langle \bar{u}u \rangle = \langle \bar{d}d \rangle$, 奇异夸克凝聚为 $\sigma_s = \langle \bar{s}s \rangle$ 。式(4)右侧第一项第三项为组分夸克的贡献; 第二项是能产生手征对称性自发破缺的介子势; 第三项是胶子部分对应的 Polyakov-loop 势。

式(4)中的最后一项组分夸克贡献来源于单圈近似为夸克圈的 QCD 流方程, 其形式为^④

$$\begin{aligned} \Omega_{qq}(\sigma_u, \sigma_d, \sigma_s, \Phi, \bar{\Phi}; T, \mu_f) = & -2T \sum_{f=u,d,s} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} [\ln(1+F) + \ln(1+F^*)], \end{aligned} \quad (5)$$

其中

$$F = 3(\Phi + \bar{\Phi}) e^{-(E_f - \mu_f)/T} e^{-(E_f - \mu_f)/T} + e^{-3(E_f - \mu_f)/T}. \quad (6)$$

上式中夸克的色散关系为 $E_f = \sqrt{p^2 + m_f^2}$, 其中轻夸克质量和奇异夸克质量分别为

$$m = \frac{g}{2}\sigma, \quad m_s = \frac{g}{\sqrt{2}}\sigma_s.$$

本文统一选取 Yukawa 耦合常数 $g = 6.5$ 。

若考虑两个轻夸克和一个奇异夸克 ($N_f = 2 + 1$), 介子势的形式如下 [20–21]

$$\begin{aligned} U_{2+1}(\sigma, \sigma_s) = & \frac{m^2}{2}(\sigma^2 + \sigma_s^2) - h\sigma - h_s\sigma_s + \\ & \frac{\lambda_1}{2}\sigma^2\sigma_s^2 + \frac{1}{8}(2\lambda_1 + \lambda_2)\sigma^4 + \\ & \frac{1}{4}(\lambda_1 + \lambda_2)\sigma_s^4 - \frac{c}{2\sqrt{2}}\sigma^2\sigma_s, \end{aligned} \quad (7)$$

其中参数 h 和 h_s 分别对应轻夸克和奇异夸克。若模型中有一个轻夸克和两个奇异夸克 ($N_f = 1 + 2$), 则对应介子势的形式为

$$\begin{aligned} U_{1+2}(\sigma, \sigma_s) = & \frac{m^2}{2}(\frac{\sigma^2}{2} + 2\sigma_s^2) - \frac{h}{2}\sigma - 2h_s\sigma_s + \\ & \frac{\lambda_1}{2}\sigma^2\sigma_s^2 + \frac{1}{16}(\lambda_1 + \lambda_2)\sigma^4 + \\ & \frac{1}{2}(2\lambda_1 + \lambda_2)\sigma_s^4 - \frac{c}{2}\sigma\sigma_s^2. \end{aligned} \quad (8)$$

当模型中三个夸克均为轻夸克 ($N_f = 3$), 则相应的介子势变为

$$U_3(\sigma) = \frac{3m^2}{4}\sigma^2 - \frac{3h}{2}\sigma + \frac{3}{16}(3\lambda_1 + \lambda_2)\sigma^4 - \frac{c}{2}\sigma^3. \quad (9)$$

热力学势的介子部分有六个参数, 分别是耦合常数 m^2 、 λ_1 、 λ_2 、 c 以及明显的手征对称性破缺项 h 和 h_s 。若选取的介子质量不同, 对应的 6 个参数值也不一样。本文取介子质量 $m_\sigma = 500$ MeV, 6 个参数相应的取值由表 1 给出 [20–21]。

表 1 介子势中的参数值

m^2/MeV	λ_1	λ_2	c/MeV	h/MeV	h_s/MeV
$(434.56)^2$	-2.7	46.48	4807.84	$(120.73)^3$	$(336.41)^3$

式(4)中的第三项通常选用纯规范下的胶子势。这种传统 Polyakov-loop 势有多项式形式和对数形式两种常用模型。从文献 [19] 可知, 当 PQM 模型选取对数形式的 Polyakov-loop 势时, 模拟结果与 LQCD 结果更相符。因此, 本文将采用对数形式的 Polyakov-loop 势, 其形式为

$$\frac{\mathcal{U}(\Phi, \bar{\Phi}; T)}{T^4} = -\frac{a(t)}{2}\Phi\bar{\Phi} + b(t)\ln[1 - 6\Phi\bar{\Phi} + 4(\Phi^3 + \bar{\Phi}^3) - 3(\Phi\bar{\Phi})^2], \quad (10)$$

其中, 与温度相关的参数分别为

$$\begin{aligned} a(t) = & a_0 + \frac{a_1}{1+t} + \frac{a_2}{(1+t)^2}, \\ b(t) = & \frac{b_0}{(1+t)^3}, \\ t = & \frac{T - T_c}{T_c}, \end{aligned}$$

T_c 表示的是临界温度。根据文献 [19], 当介子质量 $m_\sigma = 500$ MeV 时, T_c 取 210 MeV 结果与 LQCD 的数据更接近。Polyakov-loop 势中的参数是通过 LQCD 中的数据 [22] 确定, 具体取值见表 2。

表 2 对数形式 Polyakov-loop 势中的参数值

a_0	a_1	a_2	b_0
3.51	-2.47	15.2	-1.75

传统的 Polyakov-loop 势并没有考虑夸克的反馈作用 (方便起见, 本文用 U_{YM} 表示传统的 Polyakov-loop 势)。为了使有效模型的研究更加接近真实的 QCD, 文献 [19] 利用泛函重整化群方法, 对 Polyakov-loop 势进行了改进。通过对比有效势的纯胶子部分和 Yang-Mills 势, 文献 [19] 中得出下面的关系式

$$t_{\text{YM}}(t_{\text{glue}}) \approx 0.57t_{\text{glue}}, \quad (11)$$

即对传统的 Polyakov-loop 势中的变量做替换 $t \rightarrow 0.57t$ 。这时, Polyakov-loop 势不再是纯规范势, 而是包含了夸克的部分反馈作用 (方便起见, 本文用 U_{glue} 表示改进的 Polyakov-loop 势)。这种改进使得 PQM 模型更加接近真实的 QCD。文献 [23–26] 均采用了这种改进的势, 且文献 [26] 在这一基础上进行了进一步的改进, 将临界温度表示成温度的函数。本文将分别采用传统的和改进的 Polyakov-loop 势进行计算, 并特别关注夸克反馈效应的影响。

当给定温度 T 和虚化学势 μ_f 时, 变量 $X = \sigma, \sigma_s, \Phi, \bar{\Phi}$ 由下列的平衡条件给出

$$\frac{\partial \Omega}{\partial X} = 0, \quad (12)$$

再将平衡条件的解 X , 代入式(4), 就可以得到热力学势的解 Ω 。

对三种味道质量简并的 PQM 模型, 如果引入味道相关的虚化学势并使对应的 θ_f 之间保持 $2\pi/3$ 的等比关系, 则该模型将具有严格的中心对称性。我们可将其称之为 \mathbb{Z}_3 -PQM 模型。 \mathbb{Z}_3 -PQM 可看作 \mathbb{Z}_3 -QCD 的有效模型, 可用来研究不同中心对称性破缺模式下的 RW 相变和退禁闭相变。

3 三种中心对称性明显破缺模式下的 RW 和退禁闭相变

同文献 [17]，我们采用味道依赖的虚化学势 $(\mu_u, \mu_d, \mu_s) = iT(\theta - 2C\pi/3, \theta, \theta + 2C\pi/3)$ 进行计算。本文仅限讨论三种中心对称性破缺模式：(1) $N_f = 3$ (三个味道质量简并), $C \neq 1$; (2) $N_f = 2 + 1$ (两个质量简并的轻夸克和一个奇异夸克), $C = 1$; (3) $N_f = 1 + 2$ (一个轻夸克和两个质量简并的奇异夸克), $C = 1$ 。在这三种模式下，热力学势总满足 $\Omega(\theta) = \Omega(-\theta)$ (证明见

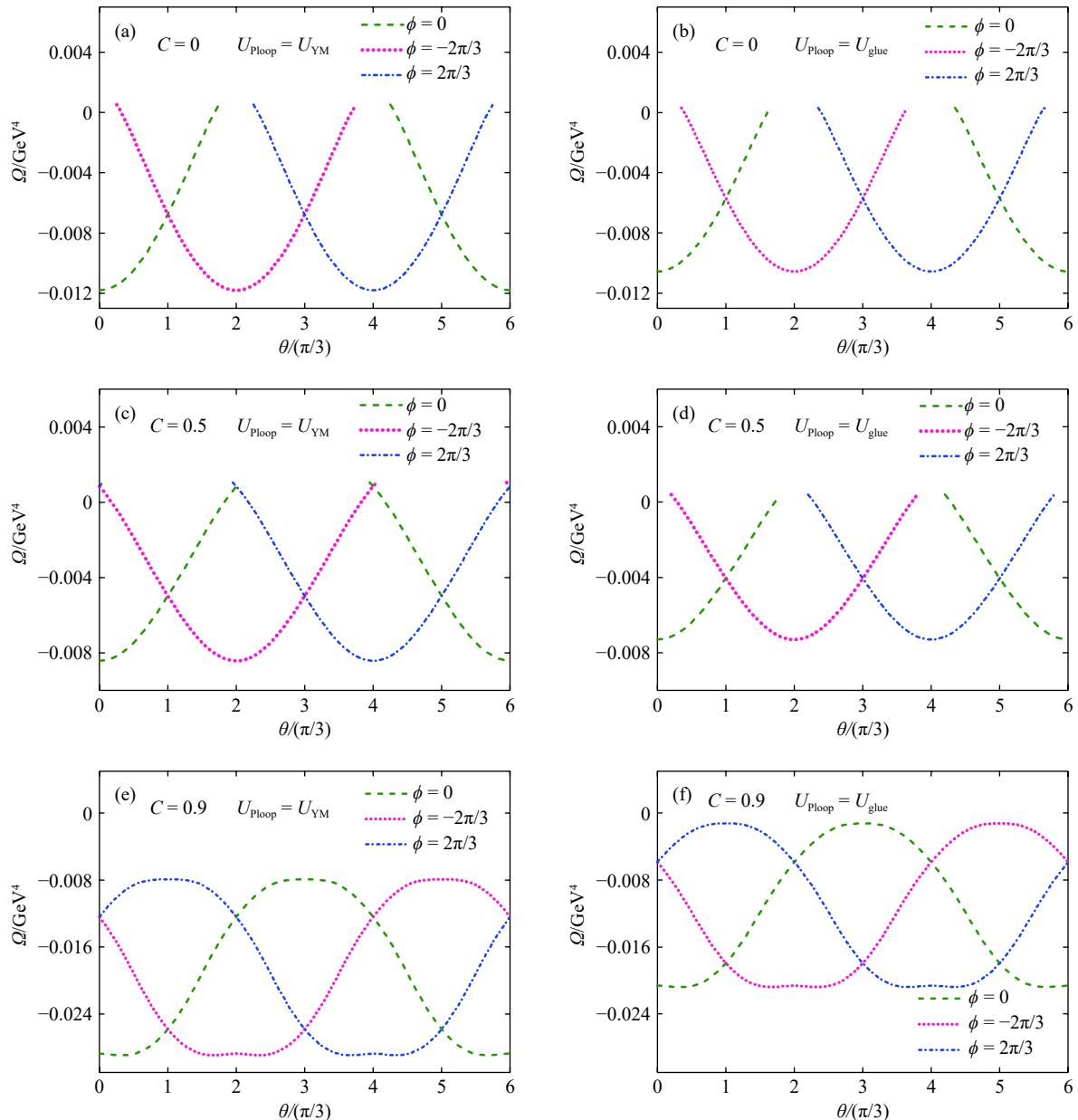


图 1 (在线彩图) $N_f = 3$, $C \neq 1$ 时, 平均场近似下 PQM 的热力学势解 $\Omega_\phi (\phi = 0, \pm 2\pi/3)$ 随 θ 的变化

其中 (a)、(c)、(e) 是采用传统 Polyakov-loop 势计算的结果; (b)、(d)、(f) 是采用改进的 Polyakov-loop 势计算的结果。所有图对应 $T = 250$ MeV 的解。

文献 [17])。我们采用 PQM 模型研究这三种对称性破缺模式下的 RW 和退禁闭相变，并特别关注夸克反馈效应的影响。

模式(1)中夸克质量简并, \mathbb{Z}_3 对称性的破缺源于三个味道的化学势不满足特定的等差关系(即 $C \neq 1$)。固定 $T=250$ MeV, 我们选取几个不同的 C 值分别计算并做比较。图 1 展示的是 $C=0, 0.5, 0.9$ 几种情形的热力学势 $\Omega_\phi (\phi=0, \pm 2\pi/3)$ 随角度 θ 变化的曲线。其中图 (a)、(c)、(e) 是基于传统 Polyakov-loop 势的结果, 而图 (b)、(d)、(f) 为基于改进的胶子势的结果。图 1 显示

作为 θ 的函数, 每个热力学势的解 $\Omega_\phi(\phi=0, \pm 2\pi/3)$ 都具有 2π 的周期; 而物理的热力学势(对应三个解中的全局最小值)周期是 $2\pi/3$, 恰满足RW周期性。由图1可以看到, 对每一个 $C \neq 1$, 物理的热力学势都在 $\theta = \pi/3 \pmod{2\pi/3}$ 处形成尖峰, 即该处存在RW相变。左侧三个图和右侧三个图均显示RW相变随着 C 值减小而增强, 即中心对称性破缺愈强, RW相变强度愈强。另外, 当 C 值较小时, 热力学势解 Ω_ϕ 在 θ 的某个范围内变得无解; 且 C 越小, Ω_ϕ 的无解区域越大。上述这些特点和变化趋势与传统PNJL模型计算给出的结论[17]在定性上完全一致。

图1表明, 在中心对称性破缺模式(1), 两种Polyakov-loop势给出的RW相变点位置及其强度随 C 值的变化趋势是一致的。夸克的反馈效应使得RW相变强度略微减弱; 另外, 数值计算同时表明, 夸克的反馈效应使得RW及退禁闭相变的临界温度变低。

模式(2)中三种味道的化学势保持特定的等差关系, 中心对称性明显破缺由夸克的质量差异导致。文献[17]首先得到这种破缺模式下的RW相变点出现在 $\theta = 2\pi/3 \pmod{2\pi/3}$ 。图2显示PQM模型给出了同样的结论。同模式(1), 图2显示夸克的反馈作用使得RW相变的强度减弱。图3是PQM模型在模式(2)的 θ - T 平面相图。其中黑色实线表示RW相变线, 绿色点线和蓝色短-点结合线分别表示不考虑和考虑夸克反馈作用后的退禁闭相变线。计算表明, 这三条线均为一级相变线; 即不论是否考虑夸克的反馈作用, RW相变线的端点都是三相点。这说明在模式(2), 由夸克质量差异导致的中心对称性破缺程度相对较弱。这一点也和传统PNJL模型给出的结果[17]一致。从图3可知, 考虑夸克的反馈作用后, 退禁闭相变的温度和RW相变的临界温度都明显降低。

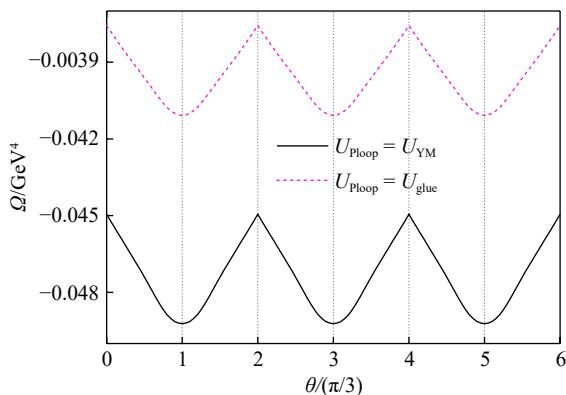


图2 (在线彩图) $N_f = 2 + 1$, $C = 1$ 情形PQM模型在 $T = 250$ MeV时的热力学势 Ω 随 θ 变化的曲线

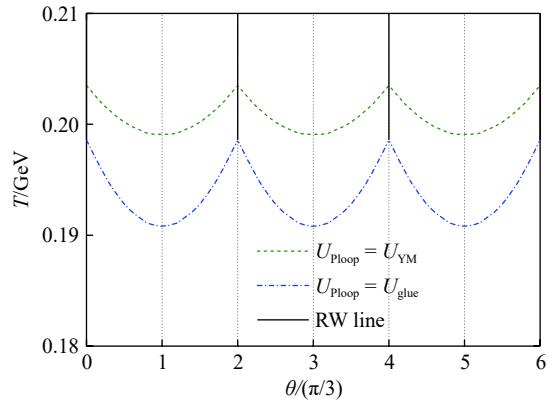


图3 (在线彩图) $N_f = 2 + 1$, $C = 1$ 情形PQM模型给出的 θ - T 平面相图

图中实线表示RW相变线, 点线和短-点结合线分别表示不同Polyakov-loop势给出的一级退禁闭相变线。

同模式(2), 在模式(3)中, 夸克的质量差异导致中心对称性明显破缺。不同于模式(2), 文献[17]首先得到这种破缺模式下的RW相变点出现在 $\theta = \pi/3 \pmod{2\pi/3}$ 。图4显示PQM模型给出了同样的结论; 而夸克的反馈作用使得RW相变强度略微减弱。图5是PQM模型在模式(3)的 θ - T 平面相图。图中各线的意义同图3。计算同样表明, 实线、点线和短-点结合线均为一级相变线; 即不论是否考虑夸克的反馈作用, RW相变线的端点都是三相点。这说明同模式(2), 模式(3)中由夸克质量差异导致的中心对称性破缺程度也相对较弱。这一点同样和传统PNJL模型给出的结果[17]相一致。从图5可知, 考虑夸克的反馈作用后, 退禁闭相变的温度和RW相变的临界温度都明显降低。

上述三种模式下RW相变点在 θ 轴的位置及相变强度随中心对称性破缺程度变化的趋势在PNJL和PQM模型中的一致性表明这些结论可能是普适的。关于这些结论的详细物理解释可参阅文献[17]。这些结论对夸克反馈作用不很敏感, 进一步支持了文献[17]给出的相关

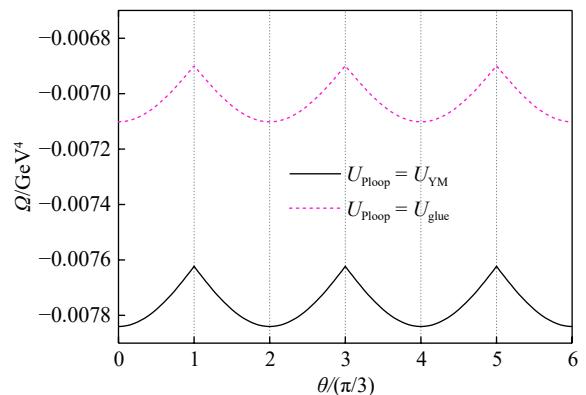


图4 (在线彩图) $N_f = 1 + 2$, $C = 1$ 情形PQM模型在 $T = 250$ MeV时的热力学势 Ω 随 θ 变化的曲线

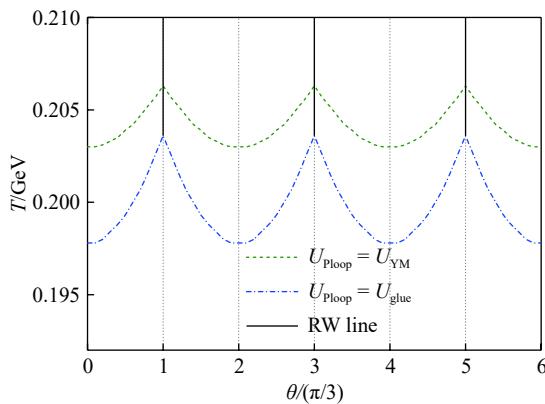


图5 (在线彩图) $N_f=1+2$, $C=1$ 情形 PQM 模型给出的 θ - T 平面相图

图中实线表示一级 RW 相变线, 点线和短-点结合线分别表示两种不同 Polyakov-loop 势给出的一级退禁闭相变线。

物理解释。我们的研究表明, 夸克反馈作用对 RW 相变及退禁闭相变的临界温度具有很重要的影响。

4 结论

本文以三种味道的 PQM 模型作为 Z_3 -QCD 的低能有效理论, 分别采用传统的和夸克效应改进的 Polyakov-loop 势, 对满足 $\Omega(\theta)=\Omega(-\theta)$ 的三种不同中心对称性破缺模式下的 RW 及退禁闭相变进行了研究。

两种 Polyakov-loop 势均给出如下结论: (1) 当 $N_f=3$, $C \neq 1$ 时, RW 相变出现在 $\theta=\pi/3 (\text{mod } 2\pi/3)$ 处, 相变强度随 C 值的减小而加强; (2) 当 $N_f=2+1$, $C=1$ 时, 在 $\theta=2\pi/3 (\text{mod } 2\pi/3)$ 处发生 RW 相变; (3) 当 $N_f=2+1$, $C=1$ 时, RW 相变点又返回 $\theta=\pi/3 (\text{mod } 2\pi/3)$; (4) 若保持 $C=1$, 在 $N_f=2+1$ 和 $N_f=1+2$ 两种情形中, 退禁闭相变在整个 θ 区域内均为一级相变, 即 RW 相变端点均为三相点。这些结果也和采用传统 Polyakov-loop 势的 PNJL 模型结论 [17] 一致, 表明上述情形 RW 相变点沿 θ 轴的位置主要由夸克质量的简并情况决定, 而和胶子势的细节关联不大。

考虑夸克的反馈作用后, 几种中心对称破缺模式下的 RW 相变强度都有不同程度的减弱, 且退禁闭相变的温度也相应降低。表明 RW 相变点沿温度轴的位置及相变强度和胶子势的细节相关。但定性上来讲, 上述几种情形的 RW 端点均仍保持为三相点, 不因夸克的反馈效应而改变。

因模型局限性, 本文及文献 [17] 得到的结果仅适用

于轻夸克系统。有重夸克参与且和 Z_3 -QCD 相关的不同中心对称破缺模式下的 RW 相变及退禁闭相变的研究需应用 LQCD 或者微扰 QCD。

参考文献:

- [1] KOGUT J B, SINCLAIR D K. *Phys Rev D*, 2008, 77: 114503.
- [2] DE FORCRAND P, PHILIPSEN O. *Nucl Phys B*, 2002, 642: 290.
- [3] DE FORCRAND P, PHILIPSEN O. *Nucl Phys B*, 2003, 673: 170.
- [4] ELIA M D, LOMBARDO M P. *Phys Rev D*, 2003, 67: 014503.
- [5] ELIA M D, LOMBARDO M P. *Phys Rev D*, 2004, 70: 074509.
- [6] CHEN H S, LUO X Q. *Phys Rev D*, 2005, 72: 034504.
- [7] WU L K, LUO X Q, CHEN H S. *Phys Rev D*, 2007, 76: 034505.
- [8] ELIA M D, RENZO F D, LOMBARDO M P. *Phys Rev D*, 2007, 76: 114509.
- [9] ROBERGE A, WEISS N. *Nucl Phys B*, 1986, 275: 734.
- [10] WU L K, MENG X F. *Phys Rev D*, 2013, 87: 094508.
- [11] PHILIPSEN O, PINKE C. *Phys Rev D*, 2014, 89: 094504.
- [12] CZABAN C, CUTERI F, PHILIPSEN O, et al. *Phys Rev D*, 2016, 93: 054507.
- [13] BONATI C, ELIA M D, MARITI M, et al. *Phys Rev D*, 2016, 93: 074504.
- [14] BONATI C, CALORE E, D'ELIA M, et al. *Phys Rev D*, 2019, 99: 014502.
- [15] KOUNO H, SAKAI Y. *J Phys G: Nucl Part Phys*, 2012, 39: 085010.
- [16] CHERMAN A, SEN S, UNSAL M, et al. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 222001.
- [17] LI X F, ZHANG Z. *Phys Rev D*, 2019, 100: 074026.
- [18] SUGANO J, KOUNO H, YAHIRO M. *Phys Rev D*, 2017, 96: 014028.
- [19] HAAS L M, STIELE R, BRAUN J, et al. *Phys Rev D*, 2013, 87: 076004.
- [20] SCHAEFER B J, WAGNER M. *Phys Rev D*, 2009, 79: 014018.
- [21] LENAGHAN J T, RISCHKE D H, SCHAFFNERBIELICH J. *Phys Rev D*, 2000, 62: 085008.
- [22] KACZMAREK O, KARSCH F, PETRECZKY P, et al. *Phys Lett B*, 2002, 543: 41.
- [23] STIELE R, BIELICH J S. *Phys Rev D*, 2016, 93: 094014.
- [24] YIN S, WEN R, FU W J. *Phys Rev D*, 2019, 100: 094029.
- [25] TORRES-RINCON J M, AICHELIN J. *Phys Rev C*, 2017, 96: 045205.
- [26] FUSEAU D, STEINERT T, AICHELIN J. *arXiv*: 1908.08122.

Roberge-Weiss Transition in the Polyakov-loop Extended Quark-meson Model

ZHANG Qiyue, ZHANG Zhao[†]

(School of Mathematics and Physics, North China Electric Power University, Beijing 102206, China)

Abstract: \mathbb{Z}_3 -QCD is a QCD-like theory with strict center symmetry. We use the Polyakov-loop extended quark meson model (PQM) as a low-energy effective theory of \mathbb{Z}_3 -QCD to study the RW transitions in different center symmetry breaking patterns. The flavor-dependent imaginary chemical potentials, namely $(\mu_u, \mu_d, \mu_s) = iT(\theta - 2C\pi/3, \theta, \theta + 2C\pi/3)$ are adopted, which guarantees the RW periodicity. The traditional and quark improved Polyakov-loop potentials are used, respectively. For $N_f=3$ with $C \neq 1$, the RW transition occurs at $\theta = \pi/3 \pmod{2\pi/3}$, which gets stronger when C declines from one to zero. When $C=1$, the RW transition happens at $\theta = 2\pi/3 \pmod{2\pi/3}$ for $N_f=2+1$, but $\theta = \pi/3 \pmod{2\pi/3}$ for $N_f=1+2$. We find that all RW transition endpoints are triple points when $C=1$. We confirm that the RW transition becomes weaker and the deconfinement temperature gets lower when taking into account the quark back-reaction effect. However, the modification of the gluon sector due to the quark effect does not change the main conclusions mentioned above.

Key words: PQM model; quark backreaction; RW phase transition; deconfinement transition

Received date: 31 Dec. 2019; Revised date: 13 May 2020

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(11875127, 11275069)

[†] Corresponding author: ZHANG Zhao, E-mail: zhaozhang@pku.org.cn.