

基于 MIT 袋模型的有限温度与强磁场情况下色味锁夸克物质热力学性质研究*

初鹏程[†] 刘可 王姣姣 吴澎 刘玉珩 刘鹤[‡] 刘宏铭^{††}

(青岛理工大学理学院, 青岛 266033)

(2025 年 11 月 27 日收到; 2025 年 12 月 29 日收到修改稿)

利用传统的 MIT 袋模型讨论了有限温度或同时考虑有限温度和强磁场的色味锁夸克物质与夸克星的性质. 色味锁夸克物质的每核子自由能、压强、能量密度受温度场影响很大, 进而影响到有限温度下色味锁夸克星的性质. 在不同等熵阶段情况下, 等熵阶段的每重子熵取值越高, 色味锁夸克星的最大质量越大. 研究发现色味锁夸克物质的多方指数会随着星体质量的增加而减少, 星体物质的温度会随着每重子熵的增加而增大. 当同时考虑强磁场与温度场时, 基于 MIT 袋模型的色味锁夸克物质的物态方程、化学势、每核子熵也会发生显著变化.

关键词: 色味锁态, 夸克星, 磁星

DOI: 10.7498/aps.75.20251615

CSTR: 32037.14.aps.75.20251615

1 引言

致密星可以包含中子星、混合星以及夸克星, 其质量与半径的观测结果可以加深对强相互作用物质的热力学性质的理解, 对致密星体性质的研究是现代核物理学的热点与前沿问题之一^[1-4]. 自然界中致密星的探测结果能够为低温、高密度的核物质与夸克物质的物态方程提供探针. 一般而言, 致密星的质量越大, 其所对应的致密星物质的物态方程就会越硬, 如何利用唯象模型得到能够支持大质量致密星的物态方程是目前致密星体物理的重要研究方向. 理论研究表明, 致密星体内部可能包含奇异自由度 (例如超子、介子凝聚), 甚至有可能会出现退禁闭的奇异夸克物质 (绝对稳定的 u , d , s 夸

克与电子形成的 β 稳定夸克物质)^[5,6]. 根据 Bodmer-Witten 的猜想^[7-9], 当中子星内部出现更稳定的奇异夸克物质时, 中子星会发生相变并演化成夸克星. 夸克星的存在对于天体物理领域非常重要, 不仅对传统核物质模型提出了挑战, 也为极端条件下的量子色动力学 (QCD) 提供了新视角. 夸克星相关的理论工作在近几十年已经广泛开展^[9-29].

在目前所处的多信使天文观测时代, 致密星与引力波实验观测结果会进一步约束夸克星物质的热力学性质. 由于构成夸克星的奇异夸克物质引入了 s 夸克自由度, 通常会导致物态方程的软化, 从而使夸克星的质量与半径要略小于中子星. 因此如何通过夸克物质唯象模型来获得更硬的物态方程来支持大质量致密星是目前夸克星工作的核心挑战之一^[30-36]. 在近几年的实验观测中, 小质量、

* 国家自然科学基金 (批准号: 12575134, 11975132, 12205158, 11505100)、山东省自然科学基金 (批准号: ZR2022JQ04, ZR2025QC1487, ZR2021QA037, ZR2019YQ01) 和青岛市自然科学基金 (批准号: project 25-1-1-4-zyyd-jch) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: kyois@126.com

[‡] 通信作者. E-mail: liuhe@qut.edu.cn

^{††} 通信作者. E-mail: liuhongming13@126.com

小半径的脉冲星观测对夸克星物质热力学性质也有着很大约束^[37-39], 尤其是对中低密度的奇异夸克物质物态方程有着较高的要求. 在高温高密度的强相互作用物质中, 可能会出现更对称、稳定的色味锁夸克物质^[40-46], 其构成的色味锁夸克星也可以作为实验观测的脉冲星候选者.

超新星爆发后, 恒星核心在强引力作用下坍缩, 可能形成原生中子星. 至于原生夸克星, 目前虽有部分理论研究, 但是其成因仍是难解问题: 它可能是原生中子星的转变结果, 也有可能通过中子星并合产生. 在致密星体物理中, 有一类星体表面磁场可以达到 10^{11} G ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$), 内部磁场甚至高达 $10^{18} - 10^{20}$ G^[47-55], 这类星体人们定义为磁星^[56-66]. 磁星内部的强磁场对构成该磁星的强相互作用物质的物态方程影响很大, 在原生夸克星的加热与冷却阶段也可能会影响星体性质. 磁星内部的磁场形成机制较为复杂, 可以用化石假说来解释其强磁场来源, 也可以追溯至星体演化阶段^[67,68].

本文考虑温度场与磁场, 利用 MIT 袋模型先求解有限温度下色味锁夸克物质与色味锁夸克星的性质, 再加入强磁场求解有限温度下色味锁磁星性质.

2 理论公式

夸克星是致密星体的候选者之一, 研究组成其夸克物质的性质是目前致密星体物理的热点之一. 目前主流观点认为夸克星内部的夸克物质为奇异夸克物质^[9-12,14], 比自然界中最稳定的 ^{56}Fe 的每核子能量低, 满足绝对稳定条件. 近几十年基于绝对稳定条件计算奇异夸克物质与夸克星性质有很多工作, 对致密星体研究起到了很大的推动作用^[66-90]. 在 QCD 相图的高能区域中, 有可能会呈现出色味锁态 (color-flavor-locked, CFL) 的色味锁夸克物质^[41,43,69,91-94], 其中不同色味锁态下的星体物质需满足电中性条件且 u, d, s 夸克的粒子数密度相等, 色味锁夸克物质中也不会存在轻子, 三味夸克由此具备相同化学势^[73]. 有限温度情况下, 色味锁态夸克的粒子数密度可以写作:

$$n_i = \frac{g_i}{2\pi^2} \int_0^\infty \left[\frac{1}{1 + e^{(\epsilon_i - \mu_i)/T}} - \frac{1}{1 + e^{(\epsilon_i + \mu_i)/T}} \right] p^2 dp + 2\Delta^2 \mu / \pi^2, \quad (1)$$

式中 $g_i = 6$ 为每味夸克的简并度, μ_i 表示每味夸克的有效化学势; $\mu = \frac{1}{3} \sum_i \mu_i$ 为色味锁夸克物质的化学势, 对于每味夸克都相等. 色味锁夸克物质的重子数密度可写作 $n_B = \frac{1}{3} \sum_i n_i$, Δ 是色味锁夸克物质里的夸克耦合配对产生的能隙常数, 对粒子数密度影响较大. 有限温度情况下色味锁夸克物质的热力学势密度可写作:

$$\Omega = - \sum_i \frac{g_i T}{2\pi^2} \int_0^\infty \left\{ \ln \left[1 + e^{-(\sqrt{p^2 + m_i^2} - \mu_i)/T} \right] + \ln \left(1 + e^{-(\sqrt{p^2 + m_i^2} + \mu_i)/T} \right) \right\} p^2 dp + B - 3 \frac{\Delta^2 \mu^2}{\pi^2}, \quad (2)$$

其中 B 提供负压, 即袋常数. 色味锁夸克物质的自由能可以通过热力学关系式 $\mathcal{F} = \sum_i \mu_i n_i + \Omega$ 得到, 能量密度可进一步利用 $\mathcal{E} = \mathcal{F} + TS$ 给出, S 为色味锁夸克物质的熵密度.

强磁场、有限温度情况下色味锁态夸克物质会产生电荷按夸克的味重新分配^[95-97], 会产生带电荷和不带电部分, 其中带电部分的有限温度下重子数密度可以写作:

$$n_i = \sum_\nu \alpha_\nu \frac{N_C |q_i| B_{\text{mag}}}{2\pi^2} \int_0^\infty \left[\frac{1}{1 + e^{(\epsilon_i - \mu_i)/T}} - \frac{1}{1 + e^{(\epsilon_i + \mu_i)/T}} \right] dp + \frac{2\Delta^2 \mu}{\pi^2}, \quad (3)$$

这里 $N_C = 3$, q_i 是每味夸克的电荷数, 求和因子 $\alpha_\nu = 2 - \delta_{\nu,0}$, 色散关系可以表示为

$$\epsilon_i = \sqrt{p^2 + 2\nu |q_i| B + m_i^2}, \quad (4)$$

其中, ν 代表朗道能级求和指标,

$$\nu = n + \frac{1}{2} - \frac{q_i s}{|q_i| 2},$$

n 和 s 分别代表主量子数和自旋量子数. 磁感应强度为与袋常数区分而定义为 B_{mag} . 有限温度与强磁场下色味锁夸克物质的热力学势密度为带电部分与不带电部分之和:

$$\Omega = \Omega_{\text{charged}} + \Omega_{\text{neutral}} + B - 3 \frac{\Delta^2 \mu^2}{\pi^2},$$

这里的不带电部分热力学势密度 Ω_{neutral} 可以通过零磁场有限温度的结果计算, 带电部分热力学势密度可以写作:

$$\Omega_{\text{charged}} = - \sum_i \sum_{\nu} \frac{N_C(|q_i|B_{\text{mag}})}{2\pi^2} \alpha_{\nu} \times \int_0^{\infty} \left[\ln(1 + e^{-(\epsilon_i - \mu_i)/T}) + \ln(1 + e^{-(\epsilon_i + \mu_i)/T}) \right] dp. \quad (5)$$

于是有限温度强磁场下的能量密度可以表示为

$$\mathcal{E}_{\text{tot}} = \Omega + \sum_i \mu_i n_i + TS + B + B_{\text{mag}}^2/2, \quad (6)$$

式中 $B_{\text{mag}}^2/2$ 源于磁场的贡献. 在强磁场下, $\mathcal{O}(3)$ 对称性被破坏, 使得强磁场下带电的强相互作用物质的压强出现各向异性情况^[60,95–101], 具体可以写作:

$$P_{\parallel} = \sum_i \mu_i n_i - \mathcal{F}, \quad (7)$$

$$P_{\perp} = \sum_i \mu_i n_i - \mathcal{F} + B_{\text{mag}}^2 + B_{\text{mag}} \cdot M, \quad (8)$$

其中 $M = \partial\Omega/\partial B_{\text{mag}}$ 为强磁场下夸克物质的磁化强度. 在 (7) 式和 (8) 式所列出的两种各向异性压强中, 与星体内部磁感线平行的压强称为纵向压强 P_{\parallel} , 而横向压强 P_{\perp} 被定义为在与磁感线垂直的平面内随机分布的压强, 明显可以看出两者的差值会随着磁场的增加而增加, 进而体现出非常强的各向异性. 在磁星中, 其表面磁场磁感应强度在实验观测中的结果大致处于 10^{11} — 10^{15} G, 而星体内部的磁场则可能大幅增加到 10^{18} — 10^{20} G^[60]. 磁星内部如此强磁场的成因目前还在探索阶段, 有可能来自内部带电流体随星体旋转的高速流动, 也有可能来自磁星内部强相互作用物质构成粒子的自旋极化^[102], 故磁星内部压强的各向异性程度可能很大, 需要重点考虑.

3 结果与讨论

3.1 基于 MIT 袋模型的有限温度色味锁夸克物质的性质

本文工作中的夸克质量分别定义为 $m_u = m_d = 5.5$ MeV, $m_s = 80$ MeV. 首先在考虑了温度场的情况下, 分别在图 1 中给出了色味锁态下 u, d, s 三味夸克的每核子自由能与对应压强的变化规律, 此时能隙常数考虑 $\Delta = 100$ MeV 和 120 MeV. 在之前的工作^[103]中, 作者计算了零温情况下基于 MIT 袋模型的夸克物质热力学性质与夸克星. 结果表明在零温情况下考虑绝对稳定条件后袋常数

的取值限制为 56.7—85.6 MeV·fm⁻³, 而且物态方程会随着袋常数的减小而变硬. 故本文选取的 MIT 袋模型的袋常数取值定为 56.7 MeV·fm⁻³. 图 1 中能够直接体现出热力学自洽性, 也就是有限温度下每核子自由能的最低点与 $P = 0$ 对应的 n_B 相等, 反映出计算结果的正确性. 当能隙常数增加时, 每核子自由能降低, 对应的压强会增加, 物态方程变硬. 当温度增加时, 零压点的重子数密度取值减少, 物态方程变硬; 零压点的重子数密度会随着温度的增加而减少, 在有限温度夸克星计算结果中, 可以反馈到自束缚星体的表面密度取值.

在图 2 中, 考虑能隙常数为 $\Delta = 100$ MeV 与 120 MeV, 分别计算了色味锁态下三味夸克的能量密度 (上图) 和压强 (下图) 以温度 T 为函数的变化规律. 结果表明温度场效应会显著令物态方程变

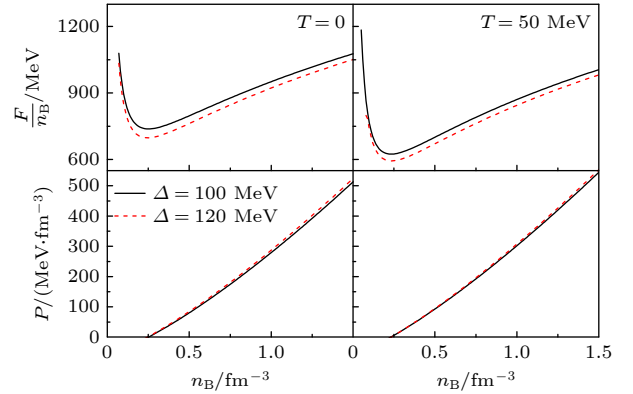


图 1 每核子自由能与相应的压强在有限温度情况与色味锁态下随 n_B 的改变规律

Fig. 1. The free energy per baryon and the corresponding pressure of CFL quark matter as functions of baryon density n_B within MIT bag model.

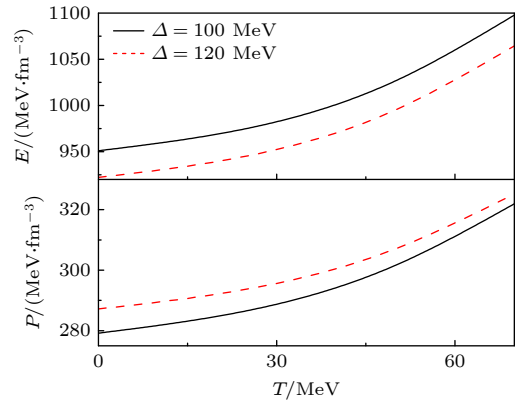


图 2 色味锁态下能量密度与压强随温度的变化规律

Fig. 2. Energy density and the corresponding pressure as functions of T with different Δ .

硬, 当能隙常数增加时能量密度会下降, 而压强会提升, 能够支持更大质量的致密星.

图 3(a) 计算了不同等熵阶段下 CFL 夸克物质的多方指数随重子数密度的变化. 多方指数在核物质状态方程、QCD 相图以及重离子对撞等研究中有着重要作用, 其定义为 $\gamma = \frac{\partial \ln P}{\partial \ln \epsilon}$. 从图 3(a) 能够发现色味锁夸克物质的多方指数在有限温度情况下也会随着 n_B 的增加而减少, 在重子数密度较高区域会逐渐趋于平稳. 当每重子熵增加时, 对应的多方指数会降低. 图 3(b) 绘制了基于等熵阶段 $S/n_B = 1$ 与 $S/n_B = 3$ 的星体质量与半径曲线, 可以发现在每重子熵等于 1 的时候, 有限温度色味锁夸克星的最大质量已经达到了 $M = 2.56 M_\odot$; 当每重子熵增加至 $S/n_B = 3$ 时, 夸克星最大质量增加到 $M = 2.59 M_\odot$. 结合图 1 与图 3 的结论能够发现, 在有限温度情况下色味锁夸克星质量越大, 所对应的物态方程越硬, 多方指数越小. 需要指出的是, 此时我们计算的有限温度情况下色味锁夸克星的等熵阶段, 在物理机制上贴近于超新星坍缩后中微子发射完毕时, 处于加热阶段的原生星. 原生星的等熵阶段一般表示为

$$(I) S/n_B = 1, \quad Y_l = 0.4, \quad (9)$$

$$(II) S/n_B = 2, \quad Y_{\nu_l} = 0, \quad (10)$$

$$(III) S/n_B = 0, \quad Y_{\nu_l} = 0. \quad (11)$$

其中第一个阶段, 中微子发射并加热致密星, 熵与温度都较小; 第二阶段中微子发射完毕, 与本文描述的有限温度等熵阶段下色味锁夸克星类似, 一般具有较大的原生星质量; 第三个阶段, 星体最终冷却为传统意义上的零温致密星. 结合图 3 的结论, 有限温度下的色味锁夸克星最大质量也会随着每重子熵的增加而增大.

图 4 给出了在考虑不同的每重子熵情况下星体内部温度随 n_B 的变化规律. 从图中能够看出, 在每重子熵取值较高的等熵阶段中, 夸克星物质的温度会增加, 物态方程会变硬, 进而能够在图 3 中得到较大质量的色味锁夸克星. 基于 MIT 袋模型的温度越高的色味锁夸克物质, 其多方指数会减少. 从图 4 还能发现色味锁夸克星内部的温度会随着能隙常数的增加而增加, 更高温度下的夸克星物质的物态方程能够支持更大质量的夸克星, 此结论与图 1 的结果相呼应. 此外还发现, 有限温度下色味

锁夸克星最大质量对应的中心密度会随着每重子熵的增加而减少; 最大质量对应的中心温度会随着每核子熵的增加而增加. 故基于 MIT 袋模型, 对于有限温度情况下的色味锁夸克星, 当等熵阶段的每重子熵越大, 星体内温度越高、物态方程越硬, 星体的最大质量越大, 多方指数就越小.

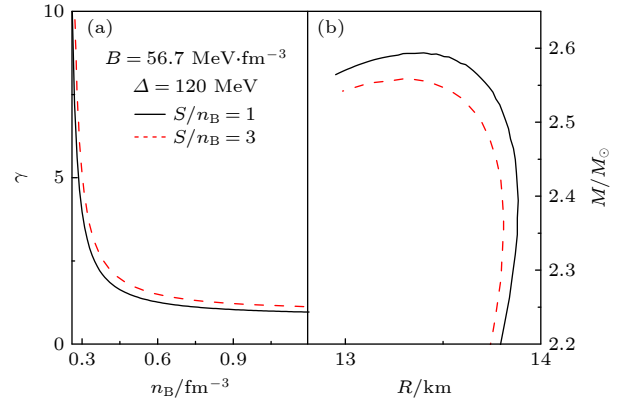


图 3 (a) 不同等熵阶段下 CFL 夸克物质的多方指数随重子数密度 n_B 变化关系; (b) 不同等熵阶段 CFL 夸克星质量半径关系

Fig. 3. (a) The polytopic index of CFL quark stars as a function of n_B at different isentropic stages; (b) the mass-radius relationship of CFL quark stars at different isentropic stages.

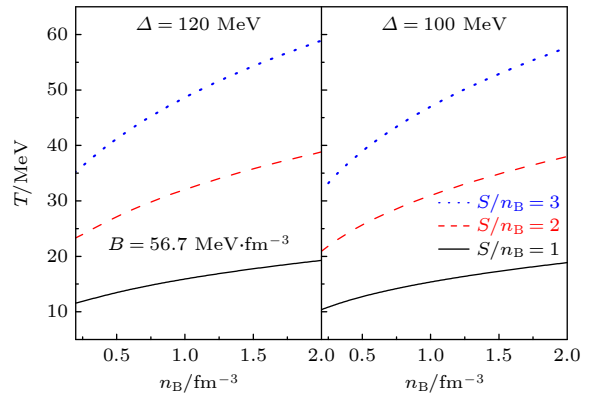


图 4 不同能隙常数下色味锁夸克星物质的温度在不同等熵阶段随重子数密度的变化规律

Fig. 4. The temperature of CFL quark star matter with different Δ as functions of n_B at isentropic stages.

强磁场对强相互作用物质的热力学性质会有很大的影响^[104-112]. 在图 5 的计算结果中, 给出了同时考虑强磁场与有限温度情况下色味锁夸克物质的物态方程的行为, 能隙常数固定为 $\Delta = 120 \text{ MeV}$, 磁场选为 $B_{\text{mag}} = 2 \times 10^{18} \text{ G}$. 能够直接看出纵向压强为零时的重子数密度与每核子自由能极小值的密度相同, 体现了强磁场下自洽并说明

了推导与程序的正确性. 从图 5 还可以看到, 有限温度与强磁场下的色味锁夸克物质的各向异性压强会随着温度的增加而升高, 仍然表明高温情况能够获得越硬的物态方程. 需要表明, 奇异夸克物质的绝对稳定条件仅适用于零温、零磁场情况. 本文提供的 $B = 56.7 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^{-3}$ 参数组, 能够在保证零温时夸克星物质的绝对稳定条件的基础上通过增加能隙常数而得到更硬的物态方程情况, 当 $\Delta = 120 \text{ MeV}$ 时能描述 GW190814 的伴随天体 m_2 为夸克星, 满足了大质量脉冲星的实验观测. 对比图 1 还可以发现, 考虑了磁场之后每核子自由能会随着温度的增加而降低, 会随着磁场的增加而增加. 例如对于 $B = 56.7 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^{-3}$, $\Delta = 120 \text{ MeV}$ 这套参数, 考虑 $T = 50 \text{ MeV}$ 时, 将磁场从 0 增加至 $B_{\text{mag}} = 2 \times 10^{18} \text{ G}$, 其每核子自由能最低点会从 593 MeV 增加到 910 MeV . 每核子自由能最低点也会随着能隙常数 Δ 的增加而减小.

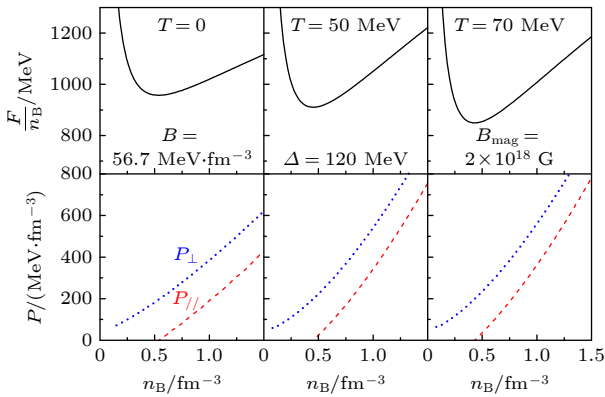


图 5 温度场与磁场下色味锁态下夸克物质的物态方程
Fig. 5. The equation of state of CFL quark matter at different temperature and under magnetic fields.

图 6 绘制了不同味夸克的化学势在温度场与磁场下的变化. 化学势能够反映出系统激发粒子的难易程度, 对物态方程影响大. 由于本文考虑的是色味锁夸克物质, 故 u, d, s 三味夸克的化学势相等. 从图 6 能够发现, 化学势随着重子数密度的增加而增大, 符合理论预期. 当温度提升时, 化学势会显著降低, 反映出色味锁夸克物质在高温时更容易得失粒子. 当考虑强磁场时, 化学势会显著提升, 这说明磁场与温度场对于部分热力学量会有一些的竞争机制. 在图中强磁场情况下也可以发现, 温度对化学势的影响要低于零磁场情况.

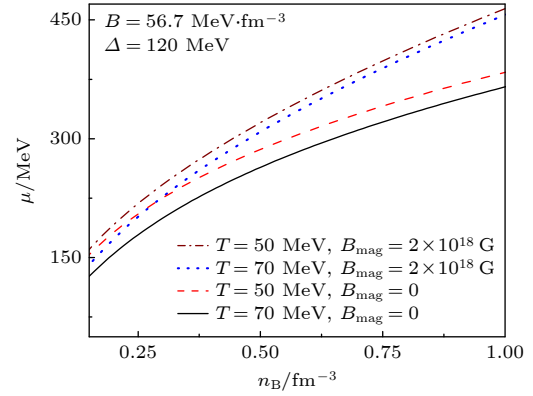


图 6 色味锁夸克物质在强磁场与有限温度下化学势随重子数密度变化关系
Fig. 6. The chemical potential of CFL quark matter as a function of n_B at finite temperature and under strong magnetic fields.

图 7 中在同时考虑强磁场与温度场的情况下给出了 S/n_B 随 n_B 的变化. 图中能够发现 S/n_B 会随着 n_B 的增大而减少, 而随着温度提升而增加, 反映出更大的无序度. Δ 增加时, 结合前面的结论, 物态方程会变硬, S/n_B 减少. 考虑强磁场时, 每重子熵显著降低, 不同温度的每重子熵的差值会减少. 结合图 1、图 5、图 6 的结论, 可以进一步看到对于色味锁夸克物质磁场与温度场的竞争机制, 两者对每核子自由能、化学势、每重子熵等物理量的影响迥异.

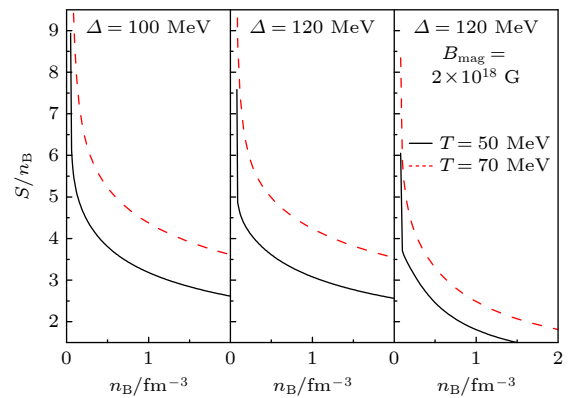


图 7 有限温度与强磁场下不同能隙常数的每重子熵
Fig. 7. The entropy per baryon at finite temperature and under strong magnetic fields with different Δ .

4 结论

本文利用传统的 MIT 袋模型讨论了有限温度或强磁场与有限温度下基于色味锁态的夸克物质

与致密星的性质. 发现色味锁态下夸克物质的状态方程会随着温度的增加而变硬, 进而影响到有限温度下色味锁夸克星的性质. 在考虑不同等熵阶段情况下, 等熵阶段的每核子熵取值越高, 有限温度下色味锁夸克星的最大质量就会越大. 结果还表明基于 MIT 袋模型计算得到的有限温度大质量色味锁夸克星物质的多方指数普遍较小, 星体物质的温度会随着每重子熵的增加而增大. 当同时考虑强磁场与温度场时, 色味锁态下的物态方程会发生显著变化, 各粒子的化学势会随着温度的升高而增加, 随着磁场的增大而降低; 每重子熵也会随着温度的增加而增加, 随着磁场的增大而降低. 结果暗示强磁场与温度场对色味锁夸克物质的某些物理量影响差异较大. 本文使用的 MIT 袋模型具有结构简单、参数少、计算便捷等特点, 但由于 MIT 袋模型没有考虑夸克物质中的矢量、同位旋相互作用且强加的袋常数不随着密度增加而降低, 故今后我们会引入密度依赖袋常数并补全矢量道来修改 MIT 袋模型.

参考文献

- [1] Glendenning N K 2000 *Compact Stars* (2nd Ed.) (New York: Springer-Verlag, Inc.)
- [2] Weber F 1999 *Pulsars as Astrophysical Laboratories for Nuclear and Particle Physics* (London: IOP Publishing Ltd.)
- [3] Lattimer J M, Prakash M 2004 *Science* **304** 536
- [4] Steiner A W, Prakash M, Lattimer J M, Ellis P J 2005 *Phys. Rep.* **411** 325
- [5] Ivanenko D, Kurdgelaidze D F 1969 *Lett. Nuovo Cimento* **2** 13
- [6] Itoh N 1970 *Prog. Theor. Phys.* **44** 291
- [7] Bodmer A R 1971 *Phys. Rev. D* **4** 1601
- [8] Witten E 1984 *Phys. Rev. D* **30** 272
- [9] Farhi E, Jaffe R L 1984 *Phys. Rev. D* **30** 2379
- [10] Aidala C, Akiba Y, Alfred M, et al. 2018 *Phys. Rev. L* **120** 022001
- [11] Zhang C, Mann R B 2021 *Phys. Rev. D* **103** 063018
- [12] Yuan W L, Li A, Miao Z Q, Zuo B J, Bai Z 2022 *Phys. Rev. D* **105** 123004
- [13] Alcock C, Farh E, Olinto A 1986 *Astrophys. J.* **310** 261
- [14] Weber F 2005 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **54** 193
- [15] Bombaci I, Parenti I, Vidana I 2004 *Astrophys. J.* **614** 314
- [16] Staff J, Ouyed R, Bagchi M 2007 *Astrophys. J.* **667** 340
- [17] Herzog T M, Röpke F K 2011 *Phys. Rev. D* **84** 083002
- [18] Stephanov M A, Rajagopal K, Shuryak E V 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 4816
- [19] Terazawa H 1979 *INS-Report* (Tokyo: University of Tokyo) p336
- [20] Alford M, Reddy S 2003 *Phys. Rev. D* **67** 074024
- [21] Alford M, Jotwani P, Kouvaris C, Kundu J, Rajagopal K 2005 *Phys. Rev. D* **71** 114011
- [22] Baldo M 2003 *Phys. Lett. B* **562** 153
- [23] Ippolito N D, Ruggieri M, Rischke D H, Sedrakian A, Weber F 2008 *Phys. Rev. D* **77** 023004
- [24] Lai X Y, Xu R X 2011 *Research Astron. Astrophys.* **11** 687
- [25] Avellar M G B de, Horvath J E, Paulucci L 2011 *Phys. Rev. D* **84** 043004
- [26] Bonanno L, Sedrakian A 2012 *A&A* **539** A16
- [27] Chu P C, Wang B, Jia Y Y, Dong Y M, Wang S M, Li X H, Zhang L, Zhang X M, Ma H Y 2016 *Phys. Rev. D* **94** 123014
- [28] Chu P C, Li X H, Wang B, Dong Y M, Jia Y Y, Wang S M, Ma H Y 2017 *Eur. Phys. J. C* **77** 512
- [29] Chu P C, Zhou Y, Chen C, Li X H, Ma H Y 2020 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **47** 085201
- [30] Demorest P 2010 *Nature* **467** 1081
- [31] Antoniadis J, Freire P C C, Wex N, et al. 2013 *Science* **340** 6131
- [32] Shahbaz T, Casares J 2018 *Astrophys. J.* **859** 54
- [33] Thankful H, Cromartie 2020 *Nat. Astron. Lett.* **4** 72
- [34] Fonseca E, Cromartie H T, Pennucci T T, et al. 2021 *Astrophys. J. Lett.* **915** L12
- [35] Miller M C, Lamb F K, Dittmann A J, et al. 2021 *Astrophys. J. Lett.* **918** L28
- [36] Abbott R 2020 *Astrophys. J. Lett.* **896** L44
- [37] Miller C M, Lamb F K, Dittmann A J, et al. 2019 *Astrophys. J. Lett.* **887** L24
- [38] Nattila J, Steiner A W, Kajava J J E, et al. 2017 *A&A* **608** A31
- [39] Doroshenko V, Suleimanov V, Pühlhofer G, et al. 2022 *Nat. Astron.* **6** 1444
- [40] Bailin D, Love A 1984 *Phys. Rep.* **107** 325
- [41] Alford M G, Rajagopal K, Reddy S, Wilczek F 2001 *Phys. Rev. D* **64** 074017
- [42] Shovkovy I A 2005 *Found. Phys.* **35** 1309
- [43] Rajagopal K, Wilczek F 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3492
- [44] Alford M G, Rajagopal K, Schaefer T, Schmitt A 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1455
- [45] Lugones G, Horvath J E 2003 *Astron. Astrophys.* **403** 173
- [46] Horvath J E, Lugones G 2004 *Astron. Astrophys.* **422** L1
- [47] Li X H, Gao Z F, Li X D, Xu Y, Wang P, Wang N, Peng Q H 2016 *Int. J. Mod. Phys. D* **25** 165000
- [48] Gao Z F, Wang N, Shan H, Li X D, Wang W 2017 *Astrophys. J.* **849** 19
- [49] Deng Z L, Gao Z F, Li X D, Shao Y 2020 *Astrophys. J.* **892** 4
- [50] Yan F Z, Gao Z F, Yang W S, Dong A J 2021 *Astron. Nachr.* **342** 249
- [51] Wang H, Gao Z F, Jia H Y, Wang N, Li X 2020 *Universe* **6** 63
- [52] Li B P, Gao Z F 2023 *Astron. Nachr.* **344** e20220111
- [53] Deng Z L, Li X D, Gao Z F, Shao Y 2021 *Astrophys. J.* **909** 174
- [54] Gao Z F, Omar N, Shi X C, Wang N 2019 *Astron. Nachr.* **340** 1030
- [55] Lander S K 2023 *Astrophys. J.* **947** L16
- [56] Woltjer L 1964 *Astrophys. J.* **140** 1309
- [57] Mihara T A 1990 *Nature* **346** 250
- [58] Chanmugam G 1992 *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **30** 143
- [59] Lai D, Shapiro S L 1991 *Astrophys. J.* **383** 745
- [60] Ferrer E J, Incera V, Keith J P, Portillo I, Springsteen P L 2010 *Phys. Rev. C* **82** 065802
- [61] Bandyopadhyay D, Chakrabarty S, Pal S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2176
- [62] Bandyopadhyay D, Pal S, Chakrabarty S 1998 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **24** 1647
- [63] Menezes D P, Pinto M, Benghi, Avancini S, Providência C 2009 *Phys. Rev. C* **79** 035807
- [64] Menezes D P, Pinto M, Benghi, Avancini S, Providência C 2009 *Phys. Rev. C* **80** 065805

- [65] Ryu C Y, Kim K S, Cheoun Myung-Ki 2010 *Phys. Rev. C* **82** 025804
- [66] Ryu C Y, Cheoun Myung-Ki, Kajino T, Maruyama T, Mathews Grant J 2012 *Astropart. Phys.* **38** 25
- [67] Dong J M 2021 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **500** 1505
- [68] Fu G Z, Xing C C, Wang N 2020 *Eur. Phys. J. C* **80** 582
- [69] Schertler K, Greiner C, Thoma M H 1997 *Nucl. Phys. A* **616** 659
- [70] Pisarski R D 1989 *Nucl. Phys. A* **498** 423
- [71] Wen X J 2009 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **36** 025011
- [72] Zhang Z, Chu P C, Li X H, Liu H, Zhang X M 2021 *Phys. Rev. D* **103** 103021
- [73] Chu P C, Chen L W 2014 *Astrophys. J.* **780** 135
- [74] Chu P C 2018 *Phys. Lett. B* **778** 447
- [75] Chu P C, Chen L W 2017 *Phys. Rev. D* **96** 103001
- [76] Chodos A, Jaffe R L, Ohnson K, Thorn C B, Weisskopf V F 1974 *Phys. Rev. D* **9** 3471
- [77] Alford M, Braby M, Paris M, Reddy S 2005 *Astrophys. J.* **629** 969
- [78] Rehberg P, Klevansky S P, Hüfner J 1996 *Phys. Rev. C* **53** 410
- [79] Hanauske M, Satarov L M, Mishustin I N, Stocker H, Greiner W 2001 *Phys. Rev. D* **64** 043005
- [80] Rüter S B, Rischke D H 2004 *Phys. Rev. D* **69** 045011
- [81] Menezes D P, Providencia C, Melrose D B 2006 *J. Phys. G* **32** 1081
- [82] Chao J Y, Chu P C, Huang M 2013 *Phys. Rev. D* **88** 054009
- [83] Chu P C, Wang X, Chen L W, Huang M 2015 *Phys. Rev. D* **91** 023003
- [84] Chu P C, Wang B, Ma H Y, Dong Y M, Chang S L, Zheng C H, Liu J T, Zhang X M 2016 *Phys. Rev. D* **93** 094032
- [85] Chu P C, Chen L W 2017 *Phys. Rev. D* **96** 083019
- [86] Roberts C D, Williams A G 1994 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **33** 477
- [87] Zong H S, Chang L, Hou F Y, Sun W M, Liu Y X 2005 *Phys. Rev. C* **71** 015205
- [88] Peng G X, Chiang H C, Yang J J, Li L, Liu B 1999 *Phys. Rev. C* **61** 015201
- [89] Peng G X, Chiang H C, Zou B S, Ning P Z, Luo S J 2000 *Phys. Rev. C* **62** 025801
- [90] Peng G X, Li A, Lombardo U 2008 *Phys. Rev. C* **77** 065807
- [91] Li A, Peng G X, Lu J F 2011 *Research Astron. Astrophys.* **11** 482
- [92] Schertler K, Greiner C, Sahu P K, Thoma M H 1998 *Nucl. Phys. A* **637** 451
- [93] Alford M, Rajagopal K, Wilczek F 1998 *Nucl. Phys. A* **638** 515c
- [94] Shovkovy I A, Wijewardhana L C 1999 *Phys. Lett. B* **470** 189
- [95] Chu P C, Cao Q, Liu H, Li X H, Ju M, Wu X H, Zhou Y 2023 *Eur. Phys. J. C* **83** 858
- [96] Chu P C, Liu H, Liu H M, Li X H, Ju M, Wu X H, Zhou Y 2024 *Phys. Rev. D* **110** 123031
- [97] Chu P C, Liu H, Ju M, Wu X H, Liu H M, Zhou Y, Liu H, Lu S Y, Li X H 2024 *Phys. Rev. D* **110** 043032
- [98] Ferrer E J, Vivian de la Incera 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 152002
- [99] Ferrer E J, Vivian de la Incera, Cristina Manuel 2006 *Nucl. Phys. B* **747** 88
- [100] Feng B, Ferrer E J, Vivian de la Incera 2011 *Nucl. Phys. B* **853** 213
- [101] Paulucci L, Ferrer E J, Vivian de la Incera, Horvath J E 2011 *Phys. Rev. D* **83** 043009
- [102] Isayev A A, Yang J 2011 *Phys. Rev. C* **84** 065802
- [103] Isayev A A, Yang J 2012 *Phys. Lett. B* **707** 163
- [104] Isayev A A, Yang J 2013 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **40** 035105
- [105] Dong A J, Gao Z F, Yang X F, Wang N, Peng Q H 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 030502 (in Chinese) [董爱军, 高志福, 杨晓峰, 王娜, 刘畅, 彭秋和 2023 物理学报 **72** 030502]
- [106] Chu P C, Wang J J, Liu Y H, Liu H, Liu H M 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 202101 (in Chinese) [初鹏程, 王姣姣, 刘玉珩, 刘鹤, 刘宏铭 2025 物理学报 **74** 202101]
- [107] Chu P C, Liu H, Liu H M, Ju M, Wu X H, Zhou Y, Li X H 2025 *Eur. Phys. J. C* **85** 466
- [108] Gao Z F, Li X D, Wang N, Yuan J P, Wang P, Peng Q H, Du Y J 2016 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **456** 55
- [109] Gao Z F, Wang N, Peng Q H, Li X D, Du Y J 2013 *Mod. Phys. Lett. A* **28** 1350138
- [110] Chu P C, Liu H, Du X B 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 052101 (in Chinese) [初鹏程, 刘鹤, 杜先斌 2024 物理学报 **73** 052101]
- [111] Chu P C, Chen L W, Wang X 2014 *Phys. Rev. D* **90** 063013
- [112] Chu P C, Liu H, Li X H, Ju M, Wu X H, Zhang X M 2024 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **51** 065202

Thermodynamic properties of color-flavor-locked quark matter at finite temperature and under strong magnetic fields within MIT bag model*

CHU Pengcheng[†] LIU Ke WANG Jiaojiao Wu Peng

LIU Yuheng LIU He[‡] LIU Hongming^{††}

(*Qingdao University of Technology, School of Science, Qingdao 266033, China*)

(Received 27 November 2025; revised manuscript received 29 December 2025)

Abstract

We investigate the properties of the color-flavor-locked (CFL) quark matter and quark stars (Qs) at finite temperature and under strong magnetic fields within the MIT bag model. We find that the free energy per baryon, energy density, and pressure depend strongly on temperature, thereby affecting the properties of CFL quark stars at finite temperature. The equation of CFL quark matter is stiffen by the increasing temperature, and the pressure becomes anisotropic under strong magnetic fields. For the isentropic stages, the maximum star mass at finite temperature increases with the value of the entropy per baryon. Furthermore, the polytropic index of CFL quark star matter decreases with the increment of the star mass, while the temperature of the star matter increases with the entropy per baryon. Our results also indicate that the thermodynamic quantities of the CFL quark matter may exhibit distinct dependencies on temperature and magnetic fields.

Keywords: color-flavor-locked phase, quark star, magnetar

DOI: [10.7498/aps.75.20251615](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251615)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251615](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251615)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12575134, 11975132, 12205158, 11505100), the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant Nos. ZR2022JQ04, ZR2025QC1487, ZR2021QA037, ZR2019YQ01), and the Natural Science Foundation of Qingdao, China (Grant No. project 25-1-1-4-zyyd-jch).

[†] Corresponding author. E-mail: kyois@126.com

[‡] Corresponding author. E-mail: liuhe@qut.edu.cn

^{††} Corresponding author. E-mail: liuhongming13@126.com

基于MIT袋模型的有限温度与强磁场情况下色味锁夸克物质热力学性质研究

初鹏程 刘可 王姣姣 吴澎 刘玉珩 刘鹤 刘宏铭

Thermodynamic properties of color–flavor–locked quark matter at finite temperature and under strong magnetic fields within MIT bag model

CHU Pengcheng LIU Ke WANG Jiaojiao Wu Peng LIU Yuheng LIU He LIU Hongming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 070101 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251615

CSTR: 32037.14.aps.75.20251615

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251615>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

强磁场与有限温度下色味锁夸克星的唯象模型

Phenomenological model of color–flavor–locked quark star under strong magnetic fields at finite temperatures

物理学报. 2025, 74(14): 142101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250451>

基于MIT袋模型的零温与强磁场下夸克物质与磁星的性质

Properties of quark matter and quark stars at zero temperature or under strong magnetic fields within MIT bag model

物理学报. 2025, 74(20): 202101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250898>

色味锁夸克物质与夸克星

Quark matter and quark star in color–flavor–locked phase

物理学报. 2024, 73(5): 052101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231649>

基于准粒子模型的原生磁星研究

Proto–magnetars within quasiparticle model

物理学报. 2022, 71(22): 222101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220795>

新质量标度下u–d夸克星及其潮汐形变

Research on u–d quark stars and their tidal deformaions under new mass scaling

物理学报. 2025, 74(16): 162101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250535>

在超强磁场中修正的相对论电子压强

Modified pressure of relativistic electrons in a superhigh magnetic field

物理学报. 2023, 72(3): 030502 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20220092>