

# 色味锁定相奇异星的非牛顿引力效应与 GW190814引力波事件伴星\*

皮春梅<sup>1,2†</sup> 杨书华<sup>3</sup>

(1 湖北第二师范学院物理与机电工程学院 武汉 430205)

(2 湖北第二师范学院天文学研究中心 武汉 430205)

(3 华中师范大学天体物理研究所 武汉 430079)

**摘要** 采用标准MIT口袋模型,研究了非牛顿引力效应对色味锁定相奇异星结构的影响.结果显示,色味锁定相奇异星的最大质量不仅随色超导能隙的增大而变大,而且随非牛顿引力参数的增大而变大.进一步采用GW190814引力波事件伴星的质量( $M=2.6 M_{\odot}$ )限制色超导能隙和非牛顿引力参数,结果表明,如果不考虑非牛顿引力效应,只有色超导能隙 $\Delta>94.5$  MeV时才能满足 $M_{\max}>2.6 M_{\odot}$  ( $M_{\max}$ 是星体的最大质量).但是,考虑非牛顿引力效应,更小的色超导能隙就能符合 $M_{\max}>2.6 M_{\odot}$ .考虑到较小能隙能够符合超新星遗迹Hess J1731-347中心致密天体的表面温度数据,引入非牛顿引力效应有助于解释传统引力框架下无法解释的GW190814引力波事件伴星的大质量.

**关键词** 致密物质: 奇异夸克, 物态方程: 口袋模型, 引力: 非牛顿引力

**中图分类号**: P142; **文献标识码**: A

## 1 引言

2019年,激光干涉引力波天文台(Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory, LIGO)和室女座干涉仪(Virgo)观测到双星并合引力波事件GW190814<sup>[1]</sup>.该引力波信号被认为是一个质量为22.2–24.3  $M_{\odot}$ 的黑洞和一个2.5–2.67  $M_{\odot}$ 的致密星并合产生的.具体来说,GW190814引力波事件的大质量天体确定是一个黑洞,而由于缺乏可观测的电磁对应体,其小质量伴星的性质目前还不确定.解释这颗致密天体的性质是当今天体物理学的一个挑战,有人认为它是一个小质量黑洞<sup>[2–3]</sup>,有人认为它是一颗大质量中子星<sup>[4–5]</sup>,也有人认为它是一颗色超导奇异星<sup>[6–8]</sup>.本文采用

最后一种观点,并且用GW190814引力波事件伴星的质量(文中取 $M=2.6 M_{\odot}$ )限制色超导奇异夸克物质的能隙和非牛顿引力参数.

1984年Witten<sup>[9]</sup>提出,由几乎等量u、d、s夸克和少量电子组成的奇异夸克物质可能比 $^{56}\text{Fe}$ 还稳定,强相互作用的真正基态可能是奇异夸克物质.这一猜想意味着可能存在奇异夸克星(简称奇异星)<sup>[10–11]</sup>.从上世纪70年代起,人们普遍认为在高密低温情况下费米面附近夸克之间的吸引作用使得夸克物质可能处于色超导状态(color-superconducting, CSC)<sup>[12]</sup>.但是夸克不像电子,夸克不仅有自旋,还有色、味自由度,从而可以有不同的配对类型,产生不同的色超导相.上世纪90年

2024-04-16收到原稿, 2024-05-13收到修改稿

\* 国家重点研发计划“变革性技术关键科学问题”专项(2021YFA0718504)、国家自然科学基金项目(12033001)资助

<sup>†</sup> pichunmei@hue.edu.cn

代以来, 对色超导的研究有很多<sup>[13]</sup>, 诸如色味锁定相(Color-Flavor Locked, CFL)<sup>[14-16]</sup>、两味色超导相(2-flavor color superconducting, 2SC)<sup>[17-18]</sup>等色超导态被提出. 色超导的存在会产生一系列后果, 比如影响星体的结构、热演化、转动等<sup>[19-21]</sup>.

长期以来, 人们普遍认为弱场近似下引力遵循平方反比关系. 然而, 弦理论和标准模型之外的超对称理论等新物理给出了可能违反平方反比关系的方案, 这种弱场近似下偏离平方反比关系的引力被称为非牛顿引力. Fujii<sup>[22]</sup>指出, 可以在传统的牛顿引力势基础上增加一个汤川型的修正项来描述非牛顿引力. 目前, 很多实验和天文观测都对汤川型非牛顿引力的参数给出了限制<sup>[23]</sup>. 在中子星和奇异星研究方面, 已经有很多工作研究了非牛顿引力效应对星体结构的影响<sup>[24-32]</sup>.

## 2 CFL奇异夸克物质物态方程

本文采用标准MIT口袋模型来描述奇异夸克物质的物态, 并且考虑CFL相. 此模型下物质的巨热力学势为<sup>[33-36]</sup>

$$\Omega_{\text{CFL}} = \sum_{i=u,d,s,e} \Omega_i^0 + B_{\text{eff}} + \frac{3}{4\pi^2} (1 - a_4) \left( \frac{\mu_b}{3} \right)^4 - \frac{3}{\pi^2} \Delta^2 \mu_b^2, \quad (1)$$

其中,  $\mu_b = (\mu_u + \mu_d + \mu_s)/3$ , 此处 $\mu$ 为粒子的化学势, 下标对应粒子类型. 上式中, 等式右边第1项是没有相互作用的u、d、s夸克和电子的巨热力学势, 第2项 $B_{\text{eff}}$ 是袋常数(文中取 $B_{\text{eff}}^{1/4} = 140$  MeV), 第3项来自于夸克间的动力学相互作用修正(修正因子 $a_4$ 在文中取为0.6), 第4项来自于色超导能隙 $\Delta$  (文中 $\Delta$ 作为自由参数. 一般认为其取值范围是10-100 MeV<sup>[34]</sup>). 而

$$\Omega_u^0 = -\frac{\mu_u^4}{4\pi^2}, \quad (2)$$

$$\Omega_d^0 = -\frac{\mu_d^4}{4\pi^2}, \quad (3)$$

$$\Omega_s^0 = -\frac{1}{4\pi^2} \left[ \mu_s \sqrt{\mu_s^2 - m_s^2} \left( \mu_s^2 - \frac{5}{2} m_s^2 \right) + \frac{3}{2} m_s^4 \ln \frac{\mu_s + \sqrt{\mu_s^2 - m_s^2}}{m_s} \right], \quad (4)$$

$$\Omega_e^0 = -\frac{\mu_e^4}{12\pi^2}, \quad (5)$$

其中,  $m$ 为粒子的质量, 下标对应粒子类型, 文中取 $m_u = m_d = 0$ ,  $m_s = 93$  MeV<sup>[37]</sup>.

结合热力学关系和巨热力学势可以得到系统的各热力学量. 夸克与电子的粒子数密度 $n_i$ 为

$$n_i = -\frac{\partial \Omega_{\text{CFL}}}{\partial \mu_i}, \quad (6)$$

处于CFL相的奇异夸克物质中, u、d、s夸克具有相同的费米动量, 且全部参与配对, 所以它们的数密度是相等的. 这意味着即使没有电子, CFL奇异夸克物质也能保证是电中性. u、d、s夸克的费米动量都是<sup>[38]</sup>

$$\nu = 2\mu_b - \left( \mu_b^2 + \frac{m_s^2}{3} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

从而有

$$n_u = n_d = n_s = \frac{1}{\pi^2} [\nu^3 - (1 - a_4) \mu_b^3 + 2\Delta^2 \mu_b]. \quad (8)$$

重子数密度为

$$n_b = \frac{1}{3} (n_u + n_d + n_s) = n_u = n_d = n_s. \quad (9)$$

不考虑非牛顿引力情形下, CFL奇异夸克物质的压强 $P_Q$ 和能量密度 $\epsilon_Q$ 分别为

$$P_Q = -\Omega_{\text{CFL}}, \quad (10)$$

$$\epsilon_Q = \sum_{i=u,d,s} \mu_i n_i + \Omega_{\text{CFL}} = 3\mu_b n_b - P_Q. \quad (11)$$

## 3 非牛顿引力效应

Fujii<sup>[22]</sup>提出, 可以在传统的牛顿引力势基础上增加一个汤川型修正项来描述非牛顿引力, 即

$$V(r) = -\frac{G_\infty m_1 m_2}{r} (1 + \alpha e^{-r/\lambda}) = V_N(r) + V_Y(r), \quad (12)$$

其中,  $m_1$ 和 $m_2$ 分别为两个粒子的质量,  $r$ 是两个粒子之间的距离,  $V_Y(r)$ 是对牛顿引力势 $V_N(r)$ 的汤川型修正项,  $\alpha$ 是汤川力的无量纲强度参数,  $\lambda$ 是汤川力的力程, 万有引力常数 $G_\infty = 6.6710 \times$

$$10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}.$$

在玻色子交换图景下, 汤川力对应于两个粒子之间交换了一个玻色子. 将该玻色子的质量记为  $\mu$ , 有

$$\lambda = \frac{1}{\mu}. \quad (13)$$

将玻色子-重子耦合常数记为  $g$ , 有

$$\alpha = \pm \frac{g^2}{4\pi G_\infty m_b^2}, \quad (14)$$

其中,  $m_b$  是重子质量, “+”代表标量玻色子, “-”代表矢量玻色子. 标量玻色子情形下, 汤川力会导致物质的状态方程变软, 进而导致星体能够支撑的最大质量变小; 反之, 矢量玻色子情形下, 汤川力使得状态方程变硬, 星体能够支撑的最大质量增大<sup>[24]</sup>. 文中着重讨论对  $2.6 M_\odot$  大质量星体的解释, 因而只考虑矢量玻色子情形.

汤川力对奇异夸克物质能量密度的贡献为<sup>[27-28]</sup>

$$\epsilon_Y = \frac{1}{2V} \int 3n_b(\vec{x}_1) \frac{g^2 e^{-\mu|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|}}{4\pi |\vec{x}_1 - \vec{x}_2|} 3n_b(\vec{x}_2) d\vec{x}_1 d\vec{x}_2, \quad (15)$$

其中  $V$  是归一化常数,  $\vec{x}_1$  和  $\vec{x}_2$  分别是两个粒子的位置矢量. 考虑到夸克的重子数为  $1/3$ , 上式中含有  $3n_b$ . 计算该式中的积分后可以得到

$$\epsilon_Y = \frac{9}{2} \frac{g^2}{\mu^2} n_b^2. \quad (16)$$

汤川力对奇异夸克物质压强的贡献为

$$P_Y = n_b^2 \frac{d}{dn_b} \left( \frac{\epsilon_Y}{n_b} \right). \quad (17)$$

假定玻色子质量与夸克物质的密度无关, 容易得到

$$P_Y = \frac{9}{2} \frac{g^2}{\mu^2} n_b^2, \quad (18)$$

刚好与  $\epsilon_Y$  相同. 综上, 考虑非牛顿引力效应(即, 加入汤川力的贡献), CFL 奇异夸克物质的压强和能量密度分别是

$$P = P_Q + P_Y, \quad (19)$$

$$\epsilon = \epsilon_Q + \epsilon_Y, \quad (20)$$

其中,  $P_Q$  和  $\epsilon_Q$  分别由(10)式和(11)式给出.

## 4 结果与讨论

图1展示没有考虑非牛顿引力效应( $g^2/\mu^2 = 0$ )情况下, 能隙的变化对CFL奇异星内部物态方程的影响. 从图中可以看出, 当夸克间的动力学相互作用修正因子  $a_4$ 、奇异夸克质量和袋常数为确定值时, 随着能隙的增大, 夸克物质的状态方程逐渐变硬.

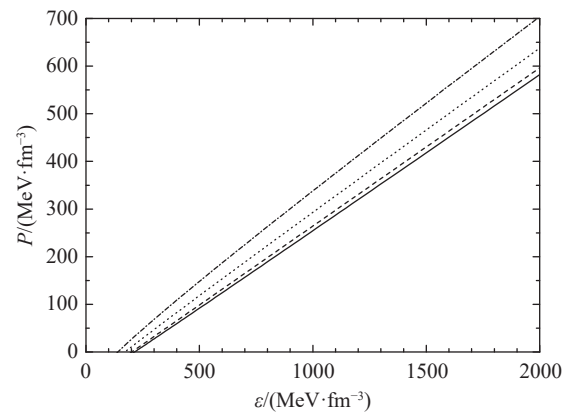


图1 不考虑非牛顿引力效应( $g^2/\mu^2 = 0$ )情况下, 不同能隙时CFL奇异夸克物质状态方程. 实线、虚线、点线、点划线分别是  $\Delta = 0, 40 \text{ MeV}, 80 \text{ MeV}, 120 \text{ MeV}$  情形.

Fig. 1 Equation of state of strange quark matter in CFL state for different values of the energy gap without the consideration of the non-Newtonian effect ( $g^2/\mu^2 = 0$ ). The solid, dashed, dotted and dash-dotted lines are for  $\Delta = 0, 40 \text{ MeV}, 80 \text{ MeV}, 120 \text{ MeV}$ , respectively.

得到CFL奇异夸克物质的状态方程后, 代入托尔曼-奥本海默-沃尔科夫(TOV)方程就可以得到星体的质量-半径关系. 图2给出了不考虑非牛顿引力效应( $g^2/\mu^2 = 0$ )情况下, 取不同能隙时奇异星的质量-半径关系. 从图中可见, 随着半径的增加, 星体质量不断增加直至出现拐点后下降, 即存在一个最大质量  $M_{\max}$  (实际上, 曲线拐点之后部分所对应的星体是无法稳定存在的). 随着能隙的增大,  $M_{\max}$  不断增大. 在我们所取的参数条件下,  $M_{\max}$  介于  $2.03\text{--}2.94 M_\odot$ . 可以发现, 当  $\Delta > 94.5 \text{ MeV}$  时,  $M_{\max} > 2.6 M_\odot$ .

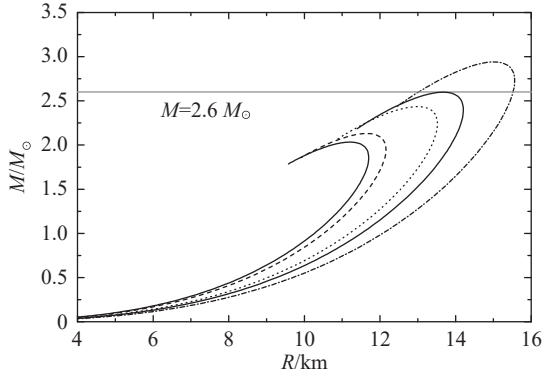


图 2 不考虑非牛顿引力效应( $g^2/\mu^2 = 0$ )情况下, 不同能隙时 CFL 奇异星的质量-半径关系. 细实线、虚线、点线、点划线分别是  $\Delta = 0, 40, 80, 120$  MeV 情形, 粗实线是  $\Delta = 94.5$  MeV 情形, 此时  $M_{\max} = 2.6 M_{\odot}$ . 灰色实线显示出  $M = 2.6 M_{\odot}$  的位置.

Fig. 2 Mass-Radius relation of CFL strange stars for different values of the energy gap without the consideration of the non-Newtonian effect ( $g^2/\mu^2 = 0$ ). The thin solid, dashed, dotted and dash-dotted lines are for  $\Delta = 0, 40, 80, 120$  MeV, respectively. The thick solid line is for  $\Delta = 94.5$  MeV, one has  $M_{\max} = 2.6 M_{\odot}$  in that case.

The gray solid line shows  $M = 2.6 M_{\odot}$ .

图3给出能隙  $\Delta = 80$  MeV 时, 不同非牛顿引力参数( $g^2/\mu^2$ )下 CFL 奇异夸克物质的状态方程. 从图中可见, 奇异夸克物质状态方程随着  $g^2/\mu^2$  的增大逐渐变硬.

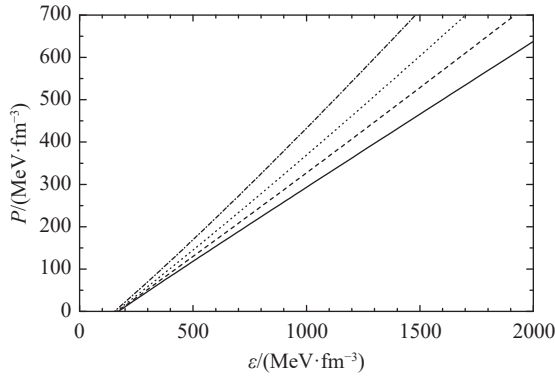


图 3 不同非牛顿引力参数时 CFL 奇异夸克物质的状态方程, 能隙  $\Delta = 80$  MeV. 实线、虚线、点线、点划线分别是  $g^2/\mu^2 = 0, 2, 5, 11$   $\text{GeV}^{-2}$  情形.

Fig. 3 Equation of state of strange quark matter in CFL state for different values of non-Newtonian gravity parameter for the case of  $\Delta = 80$  MeV. The solid, dashed, dotted and dash-dotted lines are for  $g^2/\mu^2 = 0, 2, 5, 11$   $\text{GeV}^{-2}$ , respectively.

图4给出能隙  $\Delta = 80$  MeV 时, 不同非牛顿引力参数( $g^2/\mu^2$ )下 CFL 奇异星的质量-半径关系. 从图中可见, 当非牛顿引力参数从 0 增加到  $11 \text{ GeV}^{-2}$  时, 星体的最大质量  $M_{\max}$  不断增加. 也就是说, 非牛顿引力效应的引入可以有效地提高星体的最大质量. 当能隙  $\Delta = 80$  MeV 时, 如果不考虑非牛顿引力效应(对应于图4中细实线),  $M_{\max} = 2.44 M_{\odot}$ . 但是, 如果非牛顿引力效应足够强( $g^2/\mu^2 > 2.36 \text{ GeV}^{-2}$ ), 星体的最大质量  $M_{\max}$  可以大于  $2.6 M_{\odot}$ .

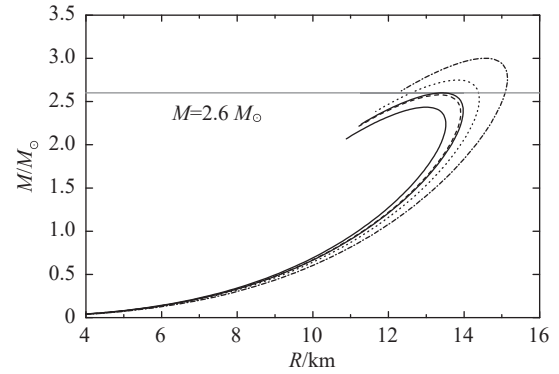


图 4 不同非牛顿引力参数时 CFL 奇异星的质量-半径关系, 能隙  $\Delta = 80$  MeV. 其中, 细实线、虚线、点线、点划线分别是  $g^2/\mu^2 = 0, 2, 5, 11$   $\text{GeV}^{-2}$  情形. 粗实线是  $g^2/\mu^2 = 2.36 \text{ GeV}^{-2}$  情形, 此时  $M_{\max} = 2.6 M_{\odot}$ . 灰色实线显示出  $M = 2.6 M_{\odot}$  的位置.

Fig. 4 Mass-Radius relation of CFL strange stars for different values of non-Newtonian gravity parameter for the case of  $\Delta = 80$  MeV. The thin solid, dashed, dotted and dash-dotted lines are for  $g^2/\mu^2 = 0, 2, 5, 11$   $\text{GeV}^{-2}$ , respectively. The thick solid line is for  $g^2/\mu^2 = 2.36 \text{ GeV}^{-2}$ , one has  $M_{\max} = 2.6 M_{\odot}$  in that case. The gray solid line shows  $M = 2.6 M_{\odot}$ .

图5给出能隙  $\Delta = 30$  MeV 时, 不同非牛顿引力参数( $g^2/\mu^2$ )下 CFL 奇异星的质量-半径关系. 如果不考虑非牛顿引力效应(对应于图5中细实线), 星体的最大质量是  $2.09 M_{\odot}$ . 如果  $g^2/\mu^2 > 9.32 \text{ GeV}^{-2}$ , 星体的最大质量大于  $2.6 M_{\odot}$ . 对比图4和图5可以发现, 随着能隙的减小, 满足  $M_{\max} > 2.6 M_{\odot}$  所需要的  $g^2/\mu^2$  最小值越来越大.

另一方面, 如果  $g^2/\mu^2$  具有较大的值, 较小的能隙就能满足  $M_{\max} > 2.6 M_{\odot}$ . 图2的分析中曾发现, 如果不考虑非牛顿引力效应( $g^2/\mu^2 = 0$ ), 只有能隙  $\Delta > 94.5$  MeV 时才能满足  $M_{\max} > 2.6 M_{\odot}$ .

但是, 从图6可见, 当  $g^2/\mu^2 = 9.32 \text{ GeV}^{-2}$  时,  $\Delta > 30 \text{ MeV}$  时就能满足  $M_{\text{max}} > 2.6 M_{\odot}$ .

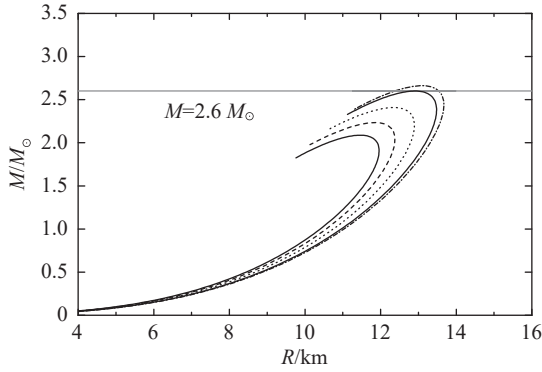


图 5 不同非牛顿引力参数时CFL奇异星的质量-半径关系, 能隙  $\Delta = 30 \text{ MeV}$ . 其中, 细实线、虚线、点线、点划线分别是  $g^2/\mu^2 = 0, 2 \text{ GeV}^{-2}, 5 \text{ GeV}^{-2}, 11 \text{ GeV}^{-2}$  情形. 粗实线是  $g^2/\mu^2 = 9.32 \text{ GeV}^{-2}$  情形, 此时  $M_{\text{max}} = 2.6 M_{\odot}$ . 灰色实线显示出  $M = 2.6 M_{\odot}$  的位置.

Fig. 5 Mass-Radius relation of CFL strange stars for different values of non-Newtonian gravity parameter for the case of  $\Delta = 30 \text{ MeV}$ . The thin solid, dashed, dotted and dash-dotted lines are for  $g^2/\mu^2 = 0, 2 \text{ GeV}^{-2}, 5 \text{ GeV}^{-2}, 11 \text{ GeV}^{-2}$ , respectively. The thick solid line is for  $g^2/\mu^2 = 9.32 \text{ GeV}^{-2}$ , one has  $M_{\text{max}} = 2.6 M_{\odot}$  in that case. The gray solid line shows  $M = 2.6 M_{\odot}$ .

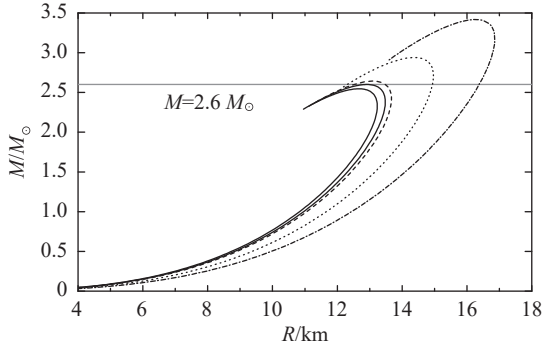


图 6 不同能隙时CFL奇异星的质量-半径关系,  $g^2/\mu^2 = 9.32 \text{ GeV}^{-2}$ . 细实线、虚线、点线、点划线分别是  $\Delta = 0, 40 \text{ MeV}, 80 \text{ MeV}, 120 \text{ MeV}$  情形. 粗实线是  $\Delta = 30 \text{ MeV}$  情形, 此时  $M_{\text{max}} = 2.6 M_{\odot}$ . 灰色实线显示出  $M = 2.6 M_{\odot}$  的位置.

Fig. 6 Mass-Radius relation of CFL strange stars for different values of the energy gap for the case of  $g^2/\mu^2 = 9.32 \text{ GeV}^{-2}$ . The thin solid, dashed, dotted and dash-dotted lines are for  $\Delta = 0, 40 \text{ MeV}, 80 \text{ MeV}, 120 \text{ MeV}$ , respectively. The thick solid line is for  $\Delta = 30 \text{ MeV}$ , one has  $M_{\text{max}} = 2.6 M_{\odot}$  in that case. The gray solid line shows  $M = 2.6 M_{\odot}$ .

## 5 总结与展望

文中研究了CFL奇异星的非牛顿引力效应. 结果表明, 无论是增大色超导能隙还是增大非牛顿引力参数, 都会使得CFL奇异夸克物质的状态方程变硬, 进而使得CFL奇异星的最大质量变大. 这都有利于用CFL奇异星来解释GW190814引力波事件伴星的质量观测数据 ( $M = 2.6 M_{\odot}$ ).

结果还表明, 如果不考虑非牛顿引力效应, 只有色超导能隙  $\Delta > 94.5 \text{ MeV}$  时才能满足  $M_{\text{max}} > 2.6 M_{\odot}$ . 但是, 考虑非牛顿引力效应, 更小的色超导能隙就能符合  $M_{\text{max}} > 2.6 M_{\odot}$ . 例如, 当  $g^2/\mu^2 = 9.32 \text{ GeV}^{-2}$  时,  $\Delta > 30 \text{ MeV}$  时就能符合  $M_{\text{max}} > 2.6 M_{\odot}$ . 色超导能隙  $\Delta$  的大小目前仍不确定, 一般认为其取值范围是  $10\text{--}100 \text{ MeV}$ <sup>[34]</sup>. 但是, 最近Horvath等<sup>[39]</sup>发现, 在解释超新星遗迹Hess J1731-347中心致密天体的表面温度观测数据时, 需要采用较小的能隙, 甚至可能小于  $10 \text{ MeV}$  (较大的能隙会导致星体快速冷却, 因而不符合该天体较高的表面温度). 显然, 如果色超导能隙真的这么小, 考虑CFL奇异星的非牛顿引力效应将有助于解释GW190814引力波事件伴星的质量观测数据 ( $M = 2.6 M_{\odot}$ ).

需要指出, 文中仅考虑不带壳层的CFL奇异星. CFL奇异星可以通过吸积物质形成一个由普通核物质构成的壳层. 对于带壳层的CFL奇异星, 尽管CFL奇异夸克物质构成的核的内部是电中性的, 但是由于表面效应, 核的表面却存在一层厚度约  $1 \text{ fm}$  的带正电的奇异夸克物质, 其强大的电场将普通核物质构成的壳层与CFL奇异夸克物质构成的核隔离开<sup>[40]</sup>. 壳层的存在对奇异星的观测性质, 如脉冲星辐射、冷却、glitch、X射线持续辐射等, 都有重要影响<sup>[11, 41]</sup>. 然而, 壳层对于本文所关注的CFL奇异星最大质量的贡献可以忽略不计 (壳层的最大质量约为  $10^{-5} M_{\odot}$ <sup>[40]</sup>), 本文的结论对于带壳层的CFL奇异星仍然成立.

## 参考文献

- [1] Abbott R, Abbott T D, Abraham S, et al. ApJL, 2020, 896: L44
- [2] Safarzadeh M, Loeb A. ApJ, 2020, 899: 15
- [3] Godzieba D A, Radice D, Bernuzzi S. ApJ, 2021, 908:

- 122
- [4] Fattoyev F J, Horowitz C J, Piekarewicz J, et al. *PhRvC*, 2020, 102: 065805
- [5] Zhang N B, Li B A. *ApJ*, 2020, 902: 38
- [6] Roupas Z, Panotopoulos G, Lopes I. *PhRvD*, 2021, 103: 083015
- [7] Bombaci I, Drago A, Logoteta D, et al. *PhRvL*, 2021, 126: 162702
- [8] Oikonomou P T, Moustakidis C C. *PhRvD*, 2023, 108: 063010
- [9] Witten E. *PhRvD*, 1984, 30: 272
- [10] Farhi E, Jaffe R L. *PhRvD*, 1984, 30: 2379
- [11] Alcock C, Farhi E, Olinto A. *ApJ*, 1986, 310: 261
- [12] Barrois B C. *NuPhB*, 1977, 129: 390
- [13] Alford M G, Schmitt A, Rajagopal K, et al. *RvMP*, 2008, 80: 1455
- [14] Alford M, Rajagopal K, Wilczek F. *NuPhB*, 1999, 537: 443
- [15] Kaplan D, Reddy S. *PhRvD*, 2002, 65: 054042
- [16] Steiner A W, Reddy S, Prakash M. *PhRvD*, 2002, 66: 094007
- [17] Alford M, Rajagopal K, Wilczek F. *PhLB*, 1998, 422: 247
- [18] Rapp R, Schafer T, Shuryak E, et al. *PhRvL*, 1998, 81: 53
- [19] Horvath J E, Lugones G. *A&A*, 2004, 422: L1
- [20] Yu Y W, Zheng X P. *A&A*, 2006, 450: 1071
- [21] Weissenborn S, Sagert I, Pagliara G, et al. *ApJL*, 2011, 740: L14
- [22] Fujii Y. *NPhS*, 1971, 234: 44
- [23] Murata J, Tanaka S. *CQGra*, 2015, 32: 033001
- [24] Krivoruchenko M I, Simkovic F, Faessler A. *PhRvD*, 2009, 79: 125023
- [25] Wen D H, Li B A, Chen L W. *PhRvL*, 2009, 103: 211102
- [26] Zhang D R, Yin P L, Wang W, et al. *PhRvC*, 2011, 83: 035801
- [27] Lu Z Y, Peng G X, Zhou K. *RAA*, 2017, 17: 11
- [28] Yang S H, Pi C M, Zheng X P, et al. *ApJ*, 2020, 902: 32
- [29] Yang S H, Pi C M, Zheng X P, et al. *PhRvD*, 2021, 103: 043012
- [30] Pi C M, Yang S H. *NewA*, 2022, 90: 101670
- [31] 皮春梅. *华中师范大学学报 (自然科学版)*, 2022, 56: 250
- [32] Yang S H, Pi C M, Zheng X P, et al. *Universe*, 2023, 9: 202
- [33] Fraga E S, Pisarski R D, Schaffner-Bielich J. *PhRvD*, 2001, 63: 121702
- [34] Alford M, Braby M, Paris M, et al. *ApJ*, 2005, 629: 969
- [35] Bhattacharyya S, Bombaci I, Logoteta D, et al. *MNRAS*, 2016, 457: 3101
- [36] Zhou E P, Zhou X, Li A. *PhRvD*, 2018, 97: 083015
- [37] Workman R L, Burkert V D, Crede V, et al. *PTEP*, 2022, 2022: 083C01
- [38] Alford M, Rajagopal K, Reddy S, et al. *PhRvD*, 2001, 64: 074017
- [39] Horvath J E, Rocha L S, de Sá L M, et al. *A&A*, 2023, 672: L11
- [40] Usov V V. *PhRvD*, 2004, 70: 067301
- [41] Huang Y F, Lu T. *ChPhL*, 1997, 14: 314

## Non-Newtonian Gravity Effects of Color-Flavor-Locked Strange Stars and the Second Component of the GW190814 Event

PI Chun-mei<sup>1,2</sup> YANG Shu-hua<sup>3</sup>

(1 School of Physics and Mechanical & Electrical Engineering, Hubei University of Education, Wuhan 430205)

(2 Research Center for Astronomy, Hubei University of Education, Wuhan 430205)

(3 Institute of Astrophysics, Central China Normal University, Wuhan 430079)

**ABSTRACT** The effects of non-Newtonian gravity on the properties of color-flavor-locked strange quark stars are studied using the standard MIT bag model. It is shown that the maximum mass of color-flavor-locked strange quark stars increases not only with the increasing of the value of color-superconducting energy gap, but also with the increasing of the non-Newtonian gravity parameter. Moreover, color-superconducting energy gap and non-Newtonian gravity parameter are constrained by the mass of the second component of the GW190814 event ( $M=2.6 M_{\odot}$ ). It turns out that  $M_{\max} > 2.6 M_{\odot}$  ( $M_{\max}$  is the maximum mass of the stars) can be satisfied only if  $\Delta > 94.5$  MeV ( $\Delta$  is the color-superconducting energy gap) without the consideration of non-Newtonian gravity effects. However, if non-Newtonian gravity effects are included, smaller values of  $\Delta$  could satisfy  $M_{\max} > 2.6 M_{\odot}$ . Since small color-superconducting energy gap is favored by the surface temperature observation of the central compact object in Hess J1731-347 supernova remnant, the inclusion of non-Newtonian gravity effects is helpful in the explanation of the observed large mass of the second component of the GW190814 event.

**Key words** dense matter: strange quark, equation of state: bag model, gravity: non-Newtonian gravity