



玻色星及其冻结态的研究进展

孙世贤, 黄隆兴, 陈俊儒, 张玉鹏, 刘玉孝, 王永强*

兰州大学物理科学与技术学院, 兰州 730000

*联系人, E-mail: yqwang@lzu.edu.cn

收稿日期: 2025-11-28; 接受日期: 2026-03-19; 网络出版日期: 2026-04-14

国家重点基础研究发展计划(编号: 2020YFC2201503, 2022YFC2204101)和国家自然科学基金(编号: 12275110, 12247101)资助项目

摘要 玻色星作为由宏观玻色-爱因斯坦凝聚构成的一种自引力束缚态, 是场论与广义相对论结合的产物, 可以视为黑洞的候选者之一. 玻色星与黑洞不同, 不存在事件视界, 为解决黑洞信息悖论提供新视角. 本文梳理玻色星研究的理论框架, 重点介绍标量场与矢量场(普罗卡场)等不同模型构建的稳态解和混合解, 及其稳定性. 并进一步分析玻色星独特的观测特征, 探讨了其潮汐效应、引力辐射信号, 以及作为黑洞替代模型在事件视界望远镜观测中的潜在印记. 特别是介绍近年来找到的一种致密度接近黑洞的极端致密的玻色星——冻结星. 最后总结并展望当前玻色星研究面临的挑战与发展方向.

关键词 玻色星, 普罗卡星, 冻结星

PACS: 04.20.-q, 04.40.-b, 04.50.+h, 04.70.-s

1 引言

近十年, 有两个广义相对论的重要预言得到观测的验证. 其一是引力波探测, 另一个是黑洞阴影照片. 这些突破性观测不仅延续广义相对论的成功, 更开启了强引力场研究的新纪元. 然而, 黑洞模型在理论上依旧存在着一些问题. 广义相对论预言黑洞中心存在时空曲率无穷大的奇点, 在这里所有物理定律都将失效. 彭罗斯和霍金的奇点定理表明, 在合理的物理条件下, 奇点的形成是不可避免的^[1,2]. 黑洞的事件视界也会带来信息丢失问题^[3]. 在这些问题的驱动下, 人们开始探索超越黑洞的新型致密天体, 玻色星就是其中最前景的候选者之一.

玻色星的研究历史可以追溯到20世纪中叶. 1955年, 惠勒^[4]提出了“geon”(引力电磁实体)的概念, 试图用经典电磁波或者引力波构造自引力束缚态. 他设想这些波可以被自身的引力束缚在一个区域内形成驻波, 但这种经典波构成的geon被证明是不稳定的. 1968年, Kaup^[5]迈出关键的一步, 他将复标量场引入爱因斯坦引力理论, 在广义相对论框架下求解爱因斯坦-克莱因-戈尔登方程组, 首次得到了稳定的解. 几乎同时, Ruffini和Bonazzola^[6]从量子场论角度出发, 证明当大量玻色子处于同一量子态时, 其集体行为可以用经典场论完美描述, 这也为玻色星的物理实在性提供坚实的理论基础, 玻色星理论研究的大门由此开启.

玻色星的物理本质可以认为是宏观尺度的玻色-

引用格式: 孙世贤, 黄隆兴, 陈俊儒, 等. 玻色星及其冻结态的研究进展. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2026, 56: 250004
Sun S-X, Huang L-X, Chen J-R, et al. Research progress on boson stars and their frozen states (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2026, 56: 250004, doi: 10.1360/SSPMA-2025-0592

爱因斯坦凝聚体. 与中子星依靠中子简并压抗衡引力坍缩不同, 玻色星的稳定性源于量子力学的基本原理——海森堡不确定性原理. 当一个玻色子被限制在有限空间内时, 其动量必然存在不确定性, 这种不确定性表现为一种排斥性的“量子压力”, 恰好可以与引力形成动态平衡. 这种平衡机制使得玻色星能够避免坍缩成黑洞, 保持无奇点、无视界的特征. 作为标量场的自引力孤子解, 玻色星在场论上也有其独特的作用. Q 球就是玻色星的近亲, Q 球是标量场通过自相互作用而非引力形成的孤子解^[7,8].

玻色星的研究在很多方面取得进展. 一方面, 玻色星可以拓展为旋转玻色星^[9,10]和带电玻色星^[11]. 此外, 因为标量场的构型可以类比于氢原子的波函数, 所以玻色星也具有激发态^[12,13]、链状解^[14-17]以及多场解^[18]. 在玻色星时空加上一个负的宇宙学常数, 可以得到AdS玻色星^[19]. 根据AdS/CFT对偶, 人们认为玻色星可能是胶子团簇凝聚态的对偶^[20], 特别是近年来, 人们发现三维CFT的基态在大电荷展开时与四维爱因斯坦-麦克斯韦理论的AdS玻色星解对应^[21,22]. 此外, 高维玻色星解也被找到^[23,24]. 通常的玻色星需要复标量场构造, 如果换做实标量场, 可以得到随时间周期变化的振荡玻色星^[25]. 此外, 除了自旋为零的标量玻色子, 自旋为一的矢量玻色子也可以凝聚, 这种矢量场的自引力孤子解, 被称为普罗卡星^[26].

在天体物理学中, 作为暗物质的候选者之一, 玻色星可以解释星系尺度上的引力现象, 将玻色星作为暗物质所产生的星系旋转曲线与观测到的高度吻合^[27,28]. 其次, 玻色星可能是某些引力波事件的源^[29,30]. LIGO观测到的某些特殊事件, 如GW190521, 其波形特征与传统黑洞并合有所差异, 这促使研究者考虑其来源于玻色星并合的可能性. 最近的一些研究表明, 双玻色星系统的并合过程会产生独特的引力波信号, 这些信号在波形、频率和持续时间等方面相较黑洞并合更符合某些引力波事件的观测数据^[31,32]. 同时, 因为玻色星的质量与作为其成分的玻色子的质量成反比, 这使得玻色星可以达到极高的质量和致密度, 所以玻色星也可以作为黑洞的模仿者^[33-35]. 并且玻色星也具有超辐射^[36]和准正规模^[37,38], 其引力透镜在一定程度上和黑洞具有类似的结构^[39,40].

近年来关于玻色星的研究取得了新的进展, 一种所谓的“冻结态”的玻色星被找到^[41], 并在大量的引力

模型中被发现. 例如, 玻色星耦合上一类非线性电磁场^[42], 无穷阶引力下的冻结玻色星^[43]. 此外考虑磁单极的存在, 冻结中子星也被发现^[44]. 冻结星存在一个称为临界视界的表面, 在临界视界内红移极大, 使得冻结星也具有类似于黑洞的一些特点. 冻结态的发现为寻找黑洞替代者提供新的思路.

本文将在第2节介绍几类玻色星模型的基础上, 在第3节介绍其稳定性和潮汐形变. 接着在第4节介绍玻色星可能存在的观测特征, 包括粒子轨道、引力波信号以及阴影图像. 第5节介绍近年来发现的冻结态玻色星解及其观测性质. 第6节是总结和展望.

2 各类玻色星解

2.1 迷你玻色星

作为物质的自引力孤子解, 玻色星的作用量可以写为:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left(\frac{R}{16\pi G} + \mathcal{L}_{Matter} \right). \quad (1)$$

对于标量场玻色星, 我们考虑一个爱因斯坦-克莱因-戈尔登系统, 物质场的作用量为:

$$\mathcal{L}_{Scalar} = -\frac{1}{2} \left[\nabla_a \psi^* \nabla^a \psi + V(|\psi|^2) \right]. \quad (2)$$

通过分别对度规和标量场变分, 可以得到爱因斯坦方程和克莱因-戈尔登方程:

$$R_{ab} - \frac{1}{2} g_{ab} R = 8\pi G T_{ab}, \quad (3)$$

$$\square \psi = \frac{dV}{d|\psi|^2} \psi, \quad (4)$$

其中,

$$T_{ab} \equiv \frac{1}{2} (\nabla_a \psi^* \nabla_b \psi + \nabla_b \psi^* \nabla_a \psi) - \frac{1}{2} g_{ab} \left[\nabla_c \psi^* \nabla^c \psi + V(|\psi|^2) \right], \quad (5)$$

为标量场的能量-动量张量. 对于玻色星, 有两个重要的宏观守恒量, 一个是ADM质量, 另一个是标量场诺特荷. 分别代表了时空中的总能量和标量场的粒子数, 可以由Komar能量密度和守恒流的空间积分给出:

$$M = \int d^3x \sqrt{-g} (2T_t^t - T_\mu^\mu), \quad (6)$$

$$Q = \int d^3x \sqrt{-g} J^t. \quad (7)$$

最简单的势函数为自由场势, 这也是Kaup在1968年得到玻色星解所使用的势^[5], 形式为:

$$V(|\psi|^2) = \mu^2 |\psi|^2, \quad (8)$$

其中 μ 为标量场的质量. 玻色星是能量局域的稳态解, 为了得到最简单的球对称玻色星解, 我们需要考虑一个静态球对称时空, 对于度规和标量场, 分别选用以下形式:

$$ds^2 = -e^{2F_0(r)} dt^2 + e^{2F_1(r)} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2, \quad (9)$$

$$\psi = \phi(r) e^{-i\omega t}, \quad (10)$$

其中, ω 为标量场的频率. 将上式代入运动方程, 并且给出适当的边界条件, 求解两个度规函数和一个标量场函数相耦合的微分方程组, 我们就可以得到玻色星解.

图1给出了迷你玻色星的ADM质量和粒子数随频率的变化, 当 ω/μ 趋于1时, 时空趋于闵氏时空. 随着 ω/μ 从1开始减小到最小值, 质量先增大后减小, 我们称这段曲线为第一分支. 随后在第二分支, 质量随频率的增大而先减小后增大, 而后进入第三分支. 在对玻色星的早期研究中, 人们用结合能 $E_B = M - Q\mu$ 来判断玻色星的稳定性, 当 E_B 小于0时, 玻色星被认为是稳定的. 从图1可以看出, 如果从结合能的角度来判断稳定性, 迷你玻色星只有第一分支的部分解是稳定的.

除了标量场, 矢量场和旋量场也可以通过与引力耦合得到能量局域的孤子解, 分别被称为普罗卡星和狄拉克星^[26, 45, 46], 对应的物质场作用量为:

$$\mathcal{L}_{Proca} = -\frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} F_{ab} \bar{F}^{ab} + V(A_a A^a) \right], \quad (11)$$

$$\mathcal{L}_{Dirac} = -i \left[\frac{1}{2} (\hat{D}_a \bar{\Psi} \gamma^a \Psi - \bar{\Psi} \gamma^a \hat{D}_a \Psi) + V(\bar{\Psi} \Psi) \right]. \quad (12)$$

对于有质量的自由场构成的玻色星, 质量大约为 $\frac{M_{pl}^2}{\mu}$ 量级, 而费米星(如中子星、白矮星)的质量大约为 $\frac{M_{pl}^3}{\mu^2}$, 这导致质量为GeV级的粒子组成的玻色星质量会远小于费米星, 所以这种玻色星被称为迷你玻色星. 由于玻色星的标量场分布在全空间, 不像中子星一样有一个确定的边界, 因此一般标记玻色星的大小使用的是包含99%质量的半径 R_{99} . 我们可以得到迷你玻色星的致密度上限 $C_{\max} = 0.08$, 尽管这个致密度低于中

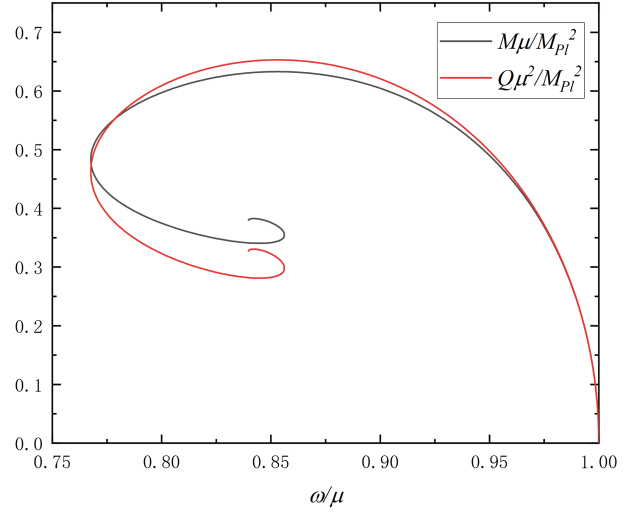


图1 迷你玻色星的ADM质量和粒子数随频率的变化

Figure 1 The variation of ADM mass M and particle number Q of mini-boson stars with frequency.

子星, 但可以通过考虑自相互作用、旋转、带电和激发态来得到具有更高的质量和致密度的玻色星.

2.2 自相互作用

对于具有典型粒子物理尺度质量的迷你玻色星, 其稳定分支的最大质量通常难以达到太阳质量量级. 为获得恒星质量量级的稳定构型, 可在势函数中引入自相互作用项, 以提供额外的有效压强. 其中, 采用四次自相互作用项 $\lambda|\psi|^4$, 可将玻色星的最大质量提升至与中子星相当的量级^[47]. 其势函数可写为:

$$V_{\text{massive}} = \mu^2 |\psi|^2 + \frac{\lambda}{2} |\psi|^4, \quad (13)$$

当耦合常数 $\lambda > 0$ 时, 自相互作用为排斥型. 在强耦合极限 $\lambda \gg \mu^2/M_{pl}^2$ 下, 最大质量 $M_{\max} \approx 0.044 \sqrt{\lambda} M_{pl}^3/\mu^2$, 以太阳质量为单位可写为 $M_{\max}/M_{\odot} \approx \sqrt{\lambda} (0.3 \text{ GeV}/\mu)^2$, 其最大致密度 $C_{\max} \approx 0.158$ ^[48, 49].

孤子型玻色星则采用具有多真空的标量场势, 从而进一步提高稳定构型的质量与致密度^[50]. 其势函数形式为:

$$V_{\text{solitonic}} = m^2 |\psi|^2 \left(1 - \frac{2|\psi|^2}{\sigma_0^2} \right)^2, \quad (14)$$

该势在 $|\psi| = 0$ 处对应真空态, 而在 $|\psi| = \sigma_0/\sqrt{2}$ 处存在局域极小值. 在强耦合极限 $\sigma_0 \ll M_{pl}$ 下, 非旋转孤子玻色星的最大质量近似为 $M_{\max} \approx$

$0.0198M_{pl}^4/(\mu\sigma_0^2)$, 以太阳质量为单位可表示为 $M_{\max}/M_{\odot} \approx (\mu/\sigma_0)^2(0.7\text{PeV}/\mu)^3$. 其最大致密度 $C_{\max} \approx 0.349$, 接近史瓦西黑洞的致密度 $C_{\text{BH}} = 1/2$.

与上述较为唯象的自相互作用模型不同, 轴子星的提出具有更明确的粒子物理动机. Peccei-Quinn机制在解决QCD强CP问题的同时预言了轴子粒子[51]. 轴子星常采用由QCD非微扰效应生成的轴子势[52]:

$$V_{\text{axion}} = \frac{2\mu^2 f_a^2}{B} \left[1 - \sqrt{1 - 4B \sin^2 \left(\frac{|\psi|}{2f_a} \right)} \right], \quad (15)$$

其中 $B \approx 0.22$ 为常数, f_a 为自由参数.

2.3 激发态玻色星和玻色星链

文献[6]使用了复标量场的二次量子化形式, 发现玻色星可以理解为全部玻色子处于基态的宏观量子态, 复标量场可以类比为薛定谔波函数. 正如氢原子波函数可以具有激发态, 玻色星也具有激发态, 激发态玻色星的作用量与玻色星相同, 只是场构型不同. 球对称玻色星的激发态表现为标量场的径向分布存在节点, 具有 n 个径向节点的玻色星被称为 $(n+1)s$ 态 (第 n 激发态). 图2展示了激发态玻色星的标量场径向分布, 径向坐标 $x \equiv \frac{r}{r_{+1}}$. 激发态玻色星作为星系暗物质, 能更好地模拟星系旋转曲线.

玻色星也存在一些特别的构型, 这些构型表现为

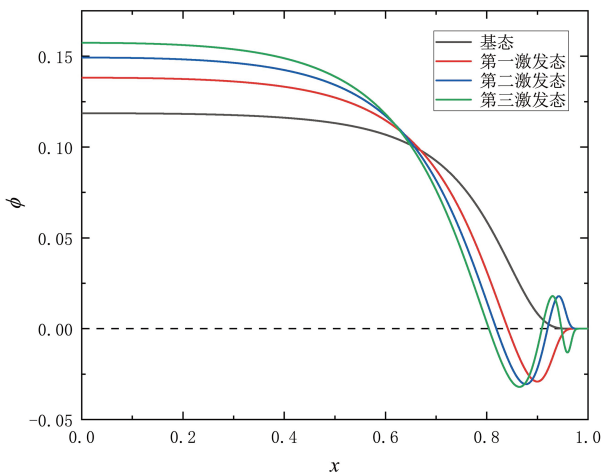


图2 基态和第一、第二、第三激发态玻色星的标量场径向分布

Figure 2 Radial distribution of the scalar field ϕ for ground state and first, second, third excited state boson stars.

多个玻色星沿着某个轴以相近的距离连续排布, 我们称这种解为玻色星链[14,15]. 这种链构型在平直时空的其他孤子解中也有出现, 比如 Q 球解可以推广为 Q 链[53]. 在平直时空中, 这些链构型是由自相互作用与场自身斥力之间的平衡来维持的. 而在弯曲时空中, 引力则取代自相互作用, 使得标量场不需要自相互作用, 也能得到这种链构型. 图3展示了具有两个、三个组分的玻色星链的标量场分布, 水平坐标为 $z = r \cos \theta$, 竖直坐标为 $\rho = r \sin \theta$, 颜色偏红的部分 ϕ 为正, 偏紫的部分 ϕ 为负. 其中两个玻色星形成的玻色星链, 由于存在一个 θ 方向的节点, 也被称为 $2p$ 态玻色星, 因为标量场在赤道面经历了一次变号, 关于赤道面反对称, 所以也被称为奇宇称玻色星[54,55]. 玻色星的链解, 可以加深我们对广义相对论中的多体问题的了解. 当然, 不论是激发态还是玻色星链, 都可以推广到旋转情况[13,16,17,56]. 此外, 还有一些场构型更加丰富的解[57].

2.4 多场玻色星

尽管激发态标量玻色星会因为不稳定衰变为基态, 但若将其与一个基态场结合, 二者共同形成的多场玻色星解则是稳定的. 其机制在于, 基态场可以加深系统的引力势, 从而起到稳定激发态的作用[18]. 这类含有多个状态的多场玻色星一般称为多态玻色星. 这类多态玻色星相较于基态玻色星往往可以具有更大的质量和更高的致密度. 一般的多场玻色星作用量可以写为:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left(\frac{R}{16\pi G} + L_{\text{scalar}/\text{Proca}} + \sum_{n=1}^N L_{\text{Matter}(n)} \right), \quad (16)$$

这里 $N \geq 1$, L_{Matter} 可以是标量场, 矢量场或者狄拉克场. 根据物质场频率是否相同, 可以将多场玻色星模型分为同步频率和非同步频率这两种情形进行研究. 通常情况下多场解可以退化为单个场的解. 这也就是说, 多场共存态的ADM质量-频率关系曲线的两端分别对应于一个单场解(参考文献[58]).

类似于单场玻色星, 多场玻色星的概念也可以扩展至其旋量对应物多场狄拉克星[59]以及“ κ 狄拉克星”[60]. 此外, 通过将费米子部分描述为理想流体, 多场玻色星解也可以被扩展到一种被称为“费米-玻色

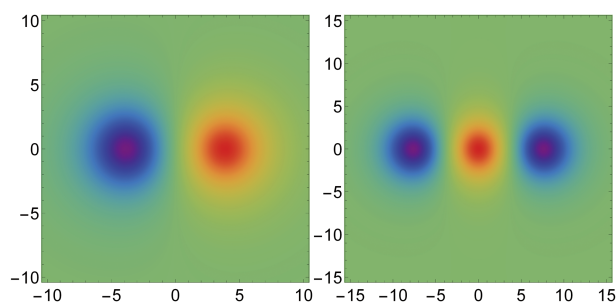


图3 具有两个、三个组分的迷你玻色星链的标量场 ϕ 在 $z-\rho$ 平面的分布. 图片来自文献[15]

Figure 3 Distribution of the scalar field ϕ for chains of mini-boson star with two and three constituents in the $z-\rho$ plane. Figure from ref. [15].

星”的模型中[61,62]. 其能量动量张量 $T_{\mu\nu}^{fb}$ 可以写为:

$$T_{ab}^{fb} = (\rho + p)u_a u_b + p g_{ab} + T_{ab}^{scalar}, \quad (17)$$

其中, ρ 和 p 分别是费米子的能量密度和压强; u_μ 表示四速度; T_{ab}^{scalar} 是标量场的能量-动量张量(参见公式5).

2.5 修改引力下的玻色星

自广义相对论提出百余年以来, 尽管其在太阳系内的试验和观测上取得了巨大的成功, 但是在更宏大的宇宙尺度时, 现有的观测表明, 广义相对论需要进行适当的修正. 例如, 广义相对论预言星系外围的恒星和气体离星系中心越远, 其旋转速度应该越慢. 然而, 根据观测, 星系外围的物质的旋转速度几乎是恒定的. 此外, 广义相对论还面临着许多理论上的困境: 视界和奇点的形成, 信息丢失悖论, 暂时无法量子化等. 这似乎意味着广义相对论不是引力的终极理论. 在这个背景下, 人们提出了许多修改引力理论.

玻色星模型也在新的引力理论中被广泛的研究, 这些研究主要包括标量张量理论[63–65]、高阶引力理论[43,66,67]、平行引力理论[68,69]等. 这些扩展的玻色星模型可以使玻色星的解具有更丰富的性质和不同的新现象. 例如, 在高阶引力中[43], 可以发现一种称为冻结玻色星的解(我们将在第5节中详细讨论这类解). 在标量张量理论中, 玻色星解具有更广的质量范围, 其质量可以比其相对论对应物的质量偏低[63]; 在平行引力理论中[68], 可以发现从玻色星中心向外移动时, 能量密度逐渐增大, 在某个径向距离处达到最大值后, 突然下降并且几乎消失.

由于数值处理的困难, 对修改引力下的玻色星模型进行动力学演化的研究相对较少. 目前这方面的研究主要包括Brans-Dicke引力理论[70]、Palatini理论[71,72]和标量张量理论[65,73]. 在这些修正理论中的玻色星在稳定性和动力学形成方面的行为大都与广义相对论中的相似.

3 玻色星的稳定性及潮汐形变

3.1 稳定性

玻色星稳定性分为线性稳定性和非线性稳定性. 线性稳定性分析基于微小扰动方法, 通过线性化爱因斯坦-克莱因-戈尔登方程, 研究平衡构型的微小扰动的时间演化. 对于球对称玻色星, 可以通过径向微扰得到所谓的脉动方程, 通过求解该方程可获得径向微扰振荡频率的平方值, 该参数可用于判定系统稳定性[74]. 玻色星的非线性稳定性分析则需考虑非线性动力学, 通过数值求解爱因斯坦-克莱因-戈尔登方程来研究扰动下的演化行为[75].

玻色星的稳定性通常取决于其致密度、标量场频率以及背景标量场是否存在自相互作用项. 对于处于激发态或致密度超过临界值的玻色星, 在没有自相互作用的情况下, 动力学演化表明其通常是不稳定的. 数值模拟指出, 不稳定玻色星的末态主要有两种可能, 分别是: (1) 坍缩形成黑洞, 在某些临界质量以上的玻色星, 其标量场会经历剧烈的动力学演化. 在这一过程中, 引力会战胜标量场本身的梯度压力和离心效应, 使得标量场向中心区域迅速凝聚. 最终, 时空曲率在中心发散, 并在外部形成一个事件视界, 即玻色星坍缩形成一个黑洞. (2) 迁移至稳态, 对于另一类不稳定的玻色星, 其非线性演化并不导致黑洞的形成, 而是通过辐射引力波和标量场能量, 最终松弛并迁移到一个新的、较低能级的稳定平衡态. 这种松弛和迁移过程通常伴随着玻色星结构的振荡和调整, 并最终停留在基态玻色星的构型附近.

以轴子星为例, 图4给出了衰减常数 $f_a = 1$ 与 $f_a = 0.02$ 时第一分支解的稳定区域. 与迷你玻色星不同, 当衰减常数 f_a 较小时(例如 $f_a = 0.02$), $M-\omega$ 曲线在第一分支上会先后形成两个质量峰值. 基于微扰理论分析, 轴子星的双峰结构对应两次稳定性转变. 数值演化结

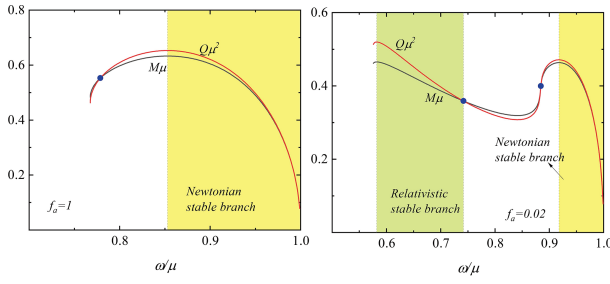


图 4 球对称轴子星在衰减常数 $f_a = 1$ (左侧) 和 $f_a = 0.02$ (右侧) 时, 第一分支上的稳定分支. 图片来自文献[81]

Figure 4 Spherically symmetric axion stars on the stable branch of the first branch for a decay constant of $f_a = 1$ (left) and $f_a = 0.02$ (right). Figure from ref. [81].

果进一步证实该模型确实存在两个稳定分支, 中间由不稳定区隔开[40]. 从最大频率延伸至第一个质量峰值的稳定段被称为牛顿稳定分支, 而 $Q\mu = M$ 临界点与第二个质量峰值之间的稳定段对应相对论稳定分支. 对于该体系, $Q\mu > M$ 表征具有负结合能的束缚态区间. 对于 $Q\mu < M$ 的情况, 结合能转为正, 构型偏离引力束缚条件, 其能量高于对应的自由粒子态, 数值演化中通常呈现不稳定的动力学行为.

3.2 潮汐形变

线性扰动引发的系统响应包括动态响应和静态响应. 动态响应由准正规模描述, 静态响应则由潮汐勒夫数量化. 在牛顿引力理论框架下, 勒夫数作为无量纲线性响应系数, 用于描述天体在外部潮汐场作用下的形变能力. 其包含三个无量纲参数 h , k 和 l , 分别对应径向位移、引力势扰动与横向位移的线性响应[76, 77]. 在广义相对论中, 致密天体的潮汐响应由诱导多极矩与外部潮汐场多极矩之间的线性关系所确定, 因此潮汐形变分析通常是以无量纲勒夫数 k 为核心参数. 对于球对称时空背景, 度规扰动可按宇称分解为两类: 偶宇称与奇宇称, 分别对应电型与磁型潮汐勒夫数. 2017 年首次给出了玻色星潮汐勒夫数的系统计算, 结果显示其潮汐响应与中子星存在显著差异, 为利用引力波潮汐效应区分致密天体模型提供了依据[78, 79]. 随后, 该类计算被推广到普罗卡星, 并与标量玻色星进行了对比研究. 结果表明, 即便选取相同致密度的球对称构型, 标量与矢量玻色双星在旋近阶段仍可能呈现不同的潮汐相位修正, 从而使引力波信号产生可区分差异[80].

因此, 从引力波观测角度看, 潮汐勒夫数可作为区分不同致密天体模型的重要判据之一.

计算潮汐勒夫数 k 的核心是求解线性微扰下的爱因斯坦方程. 我们以轴子星这一致密星体为例, 来介绍相应的计算流程. 首先假设一个未受扰动的静态、球对称构型, 时空可以用一个静态球对称度规来描述, 物质场分布由克莱因-戈尔登方程给出. 随后在该球对称背景上施加外部潮汐扰动, 度规和物质场为:

$$g_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta}^{(0)} + h_{\alpha\beta}, \psi = \psi^{(0)} + \delta\psi. \quad (18)$$

在 Regge-Wheeler 规范下, 静态度规扰动可表示为:

$$h_{\alpha\beta} = \sum_{m=-2}^2 Y_{2m}(\theta, \varphi) \times \text{diag}[-e^{v(r)} H_0(r), e^{u(r)} H_2(r), r^2 K(r), r^2 \sin^2 \theta K(r)]. \quad (19)$$

致密星会产生形变对外部场进行响应, 潮汐形变产生的四极矩与外部潮汐场的四极矩成正比

$$Q_{ij} = -\lambda \mathcal{E}_{ij}, \quad (20)$$

在无穷远处, 度规微扰的渐进行为如下:

$$g_{tt} = -1 + \frac{2M}{r} - \mathcal{E}_{ij} x^i x^j \left(1 + \frac{3\lambda}{r^5}\right), \quad (21)$$

其中 $\mathcal{E}_{ij}$ 表征外部潮汐场强度, 响应项系数 λ 与潮汐勒夫数 k 直接相关, $\lambda = \frac{2}{3} k_2 R^5$. 通过将数值解与(21)的渐近展开进行匹配, 即可提取 λ 并得到潮汐勒夫数 k .

我们在稳定分支上系统计算了球对称轴子星的潮汐勒夫数[81]. 结果表明轴子星的电型(偶宇称)潮汐勒夫数为正, 而磁型(奇宇称)潮汐勒夫数为负. 牛顿稳定分支上的勒夫数整体大于相对论稳定分支, 该差异可归因于两类稳定分支在内部结构与致密度上的不同. 在牛顿稳定分支上, 物质分布更为弥散, 外部潮汐扰动更易诱发行变. 而相对论稳定分支上的构型更致密, 对外部扰动的抵抗能力更强, 从而表现为更小的潮汐响应. 除分支差异外, 轴子场的衰减常数也会调控星体的质量分布与致密度, 进而影响其潮汐形变能力.

4 玻色星的观测特征

玻色星作为一类黑洞模仿者, 其没有视界以及全局非奇异的性质使得其在观测上存在着和黑洞不同的

特征,下面我们将从测地轨道,超大质量中心玻色星极端质量比旋近系统(EMRI)的特征引力波信号和阴影图像这三个方面介绍.

4.1 玻色星背景下的粒子轨道

旋转玻色星作为无视界天体,其外部时空几何与克尔(Kerr)黑洞相似,但在内部结构上存在本质差异.玻色星自身的质量大小与其对应的背景标量场质量紧密相关,并且当背景标量场质量范围变化时,对应的玻色星质量范围可以覆盖几个太阳质量到超大质量黑洞的质量的范围.这种差异决定了其背景下测试粒子运动的特殊性,对应于玻色星背景下存在黑洞背景下所没有的特殊轨道^[82].

1. 旋转玻色星背景下的测试粒子轨道^[83]

玻色星背景下的测地轨道具有以下三种属性,分别是: (1) 中心穿透性: 由于玻色星缺乏事件视界,其时空是全局非奇异且测地线完备的.这意味着对于角动量为零($J = 0$)的测试粒子,径向有效势在中心是有限的,粒子可以穿过玻色星中心. (2) “伪落入”现象: 对于具有较高致密度或处于高度相对论性快速旋转态的玻色星,其较强的Lense-Thirring效应也会使得测试粒子在玻色星中心区域停留较长时间,并且表现出“伪落入”玻色星的现象. (3) 特殊轨道: 在背景玻色场的全时空分布作用下,旋转玻色星周围的时空几何由拖曳效应与引力作用共同决定,并达到一种平衡态.在这种背景下,测试粒子的轨道会出现一种特殊构型: 在远星点或近星点处,粒子的径向速度和角向速度同时为零.这意味着,这些轨道的远星点和近星点实际上是一个尖点.当对测试粒子能量和轨道角动量进一步微调时,对应的径向速度和角向速度同时为零的远星点和近星点会重合,此时旋转玻色星背景下会存在轨道角动量不为零,但粒子处在玻色星的特定位置处保持不动的行为.我们也对比了具有相同质量和自旋的克尔黑洞和旋转玻色星背景下测试粒子的轨道差异,通过考虑测试粒子在克尔黑洞背景或玻色星背景下从相同的初始坐标位置以相同的初始速度运动.我们发现当测试粒子在玻色星或黑洞附近运动时,背景时空的差异会导致对应轨道有显著差异.但在距离星体较远区域,此时背景的差异几乎为零,并且结合目前的轨道观测数据,暂无法区分中心天体是黑洞还是玻色星.

2. 自旋粒子的轨道修正^[84]

当粒子具有自旋角动量时,由于自旋曲率的耦合,测地线方程不再足以描述其运动状态,其运动由Mathisson-Papapetrou-Dixon (MPD)方程描述.相较于点粒子,自旋粒子在玻色星背景下的运动轨道具有如下性质: 与点粒子不同,对于轨道角动量为零($l=0$)的自旋粒子,自旋-曲率力(spin-curvature force)会导致径向有效势在中心发散,从而阻止自旋粒子穿过玻色星的中心.这表明自旋对粒子在玻色星致密核心区区的运动施加了强烈的动力学限制.测试粒子自身角动量会改变最内稳定圆轨道(ISCO)和稳定圆轨道(SCO)的半径和能量.自旋和轨道角动量的耦合可以导致圆轨道半径的变化表现出非单调性,即先减小后增大,这为通过引力波观测反演参数提供了新的可能性.

3. 测地线追踪不稳定玻色星的动态演化^[85]

不稳定玻色星的非线性演化描述了确定的初态到确定的末态动态转变的完整过程.在这种动态背景下,初始束缚的测试粒子的命运将不再保持不变,这成为了区分黑洞和玻色星动力学行为的关键特征.为此,我们首次提出利用动态测地线追踪不稳定玻色星末态的研究方法.我们基于不稳定球对称玻色星,首次给出了坍塌场景下的测地线命运: 对于那些最终坍塌形成黑洞的玻色星,初始束缚的类时测地线(例如往复轨道或圆轨道)的命运会发生根本性改变.往复轨道最终会转化为非束缚轨道且直接落入新形成的黑洞.圆轨道则存在一个临界半径.轨道半径小于该临界值的粒子将迅速落入新形成的黑洞视界;而轨道半径大于该临界值的粒子,在玻色星结构演化为黑洞后,仍将围绕该黑洞以非零偏心率继续运动.对于那些迁移到新的准平衡态而不形成黑洞的玻色星,测试粒子的运动状态的命运更为复杂.初始束缚的轨道不会出现明显的临界半径来划分落入与否,但所有保持束缚的轨道都将表现出非零偏心率的特征.这反映了玻色星时空在演化过程中的动态变化对轨道几何的持续作用.

4.2 EMRI的特征引力波信号^[86]

玻色星背景下存在的独特的轨道会产生显著不同于黑洞背景的引力波信号.与超大质量中心黑洞对应的EMRI系统中旋近终结于视界、信号以准正规模衰减不同,超大质量中心玻色星EMRI系统由于无视界

特性, 小天体可以在玻色星内部继续运动, 产生独特的引力波信号^[87]. 我们利用Numerical Kludge方法计算了超大质量中心玻色星EMRI系统中特殊轨道上测试天体产生的引力波信号, 我们发现该系统存在显著的高频引力辐射脉冲. 我们分析了此类引力波脉冲的起源与频率, 发现这些高频脉冲主要产生于小天体经过玻色星轨道近星点时. 这是由于该处时空背景强烈弯曲, 且小天体的速度(尤其是角速度)在极短时间内发生了剧烈变化. 尽管主要的引力波频率位于毫赫兹范围内, 但脉冲的频率可以达到 10^{-1} 赫兹的量级. 这种带有高频脉冲的引力波波形是玻色星EMRI系统的独有特征, 通过对比空间引力波探测器的灵敏度曲线, 我们发现此类引力波信号能够为空间引力波探测器所捕获. 这些波形的精确理论建模和波形匹配, 为在星系中心致密天体是超大质量黑洞还是超大质量玻色星之间作出明确的观测鉴别, 提供了强有力的手段.

4.3 玻色星阴影图像

玻色星与黑洞最显著的区别在于其不存在作为边界的事件视界. 在远离引力中心的区域, 玻色星产生的引力效应与黑洞相似, 因此仅通过观测外围天体的轨道运动难以有效区分二者. 在此背景下, 借助引力源附近吸积物质的光学图像进行鉴别成为一种重要手段. 目前常用的观测影像主要包括两类: 引力透镜成像和吸积盘(或环面)图像.

在引力透镜成像方面已有诸多研究, 值得注意的是, 球对称的超致密玻色星也会产生光环结构, 从而形成与史瓦西黑洞相似的爱因斯坦环图像. 然而, 与黑洞不同的是, 玻色星在强引力区域并不形成真正的阴影, 尽管在天体物理观测中可能呈现出类似阴影的盘状结构. 此外, 在相同观测条件下, 玻色星的强引力透镜区域远小于黑洞. 这意味着, 在相同质量和观测距离下, 超致密玻色星与史瓦西黑洞可通过其引力透镜特征进行区分^[88].

在球对称静态时空背景下, 玻色星与史瓦西黑洞吸积盘图像的主要区别在于: 玻色星的吸积盘影像中心阴影区域会出现额外的光子环(photon ring)结构^[89]. 需要指出的是, 此类额外光子环并非玻色星所特有, 在其他无事件视界的天体模型中也可能出现^[90].

玻色星相较于黑洞展现出更丰富的时空结构, 进

而影响其周围吸积物质的成像特征. 这些影像特征的深入研究, 将有助于辨别致密天体的本质类别. 值得注意的是, 最新研究发现黑洞的光子球结构可能编码其热力学相变信息^[91], 这为从阴影图像中提取致密天体的热力学性质提供了新思路, 值得在玻色星体系中进一步探索.

5 冻结的玻色星

1939年, Oppenheimer和Snyder^[92]研究恒星在耗尽核燃料之后的坍缩过程时, 发现当恒星坍缩到接近引力半径时, 从无穷远观察者来看, 这个恒星表面发出的光的波长会变得越来越长, 坍缩过程会显得越来越慢, 这就像是恒星被“冻结”在自身的引力半径一样. 考虑到这一现象, Zel'dovich和Novikov在1967年发表的书籍中将这种坍缩恒星命名为“冻结星”^[93].

最近大量的工作中, 人们发现在玻色星模型中也可以出现类似的冻结星解. 这类解最初是在考虑爱因斯坦引力与标量场和巴丁非线性电磁场的最小耦合模型中发现的^[41]. 在文献中将这个模型称为巴丁玻色星(Bardeen-boson star). 不失一般性, 下面我们以这个模型为例, 展示冻结星解的一些性质. 其对应的作用量可以写为:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{R}{16\pi G} + \mathcal{L}_{\text{Bardeen}} + \mathcal{L}_{\text{scalar}} \right], \quad (22)$$

其中,

$$\mathcal{L}_{\text{Bardeen}} = -\frac{3}{2s} \left(\frac{\sqrt{q^2 F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}}}{\sqrt{2} + \sqrt{q^2 F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}}} \right)^{\frac{5}{2}} \quad (23)$$

是巴丁电磁场的拉格朗日量, q 表示磁荷, s 是一个参数. 研究发现巴丁玻色星的磁荷会被限制在一定范围内, 在这个范围内, 当磁荷超过某个临界值, 标量场频率就可以无限接近零(但不能等于零). 特别地, 当频率接近零时, 冻结的玻色星解出现. 图5以磁荷 $q = 0.62$ 为例展示了这种玻色星的度规函数(左图)、标量场函数以及标量场函数的能量密度分布(右图), 可以看到随着频率的减小, 度规函数的最小值在不断变小, 而标量场函数和能量密度最大值则在不断变大. 当频率 $\omega = 0.0001$ (非常接近零)时, 巴丁玻色星解存在一个特别的位置 x_{ch} , 标量场几乎分布在 x_{ch} 以内. 对两个度规函数 g_{rr} 和 g_{tt} 来说, $1/g_{rr}$ 在 x_{ch} 处几乎为零, 而 g_{tt} 在

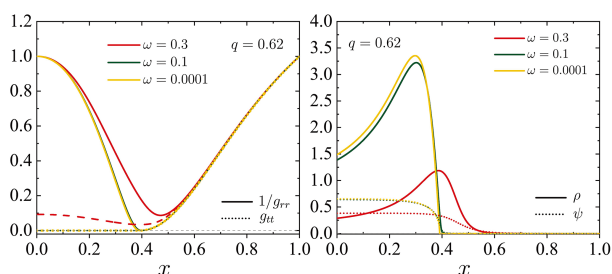


图5 巴丁玻色冻结星的度规函数、标量场函数以及能量密度分布. 其中非线性电磁场的磁荷 $q = 0.62$

Figure 5 The metric function of the Bardeen boson star, the scalar field function, and the energy density distribution. Here, the magnetic charge of the nonlinear electromagnetic field is $q = 0.62$.

x_{ch} 以内几乎为零. 类似于黑洞的“视界”, x_{ch} 在文献中一般被称为“临界视界”. 值得注意的是, 由于度规函数在临界视界附近只是接近零而不等于零, 因此, 这种冻结星仍然与普通的玻色星一样是一种规则的, 无视界的奇异致密天体.

图6中的左图展示了这种冻结星背景下的光子轨道 [94]. 可以看到尽管光子在临界视界以内的运动轨道近似是一条非常接近原点的直线, 但其零测地线仍然是完备的, 光子可以完整地穿过临界视界, 去向无穷远处. 此外, 如右图所示, 其在临界视界内(特别是临界视界附近)会运动非常长的时间. 正如这种模型的名字所表示的那样, 这也就意味着从无穷远观察者来看, $r_{ch}(r_{ch} = x_{ch}/(1 - x_{ch}))$ 以内的光子好像被“冻结”住了一样.

进一步对高阶引力 [43] 以及带电玻色星 [95] 冻结态的研究表明, 频率接近零和非线性电磁场事实上不是形成冻结的玻色星必要的条件. 目前, 这种冻结星研究扩展到了更多类型的玻色(狄拉克)星的模型中, 这包括了: (1) 其他非线性电磁场与玻色星的耦合 [42, 96–98], (2) 带有自相互作用的玻色星 [99], (3) 带电荷的玻色星 [100], (4) 其他物质场 [101–103], (5) 反德西特时空 [104]. 另外, 在中子星的背景 [44]、虫洞时空 [105, 106] 或者考虑巴丁时空的标量化 [107] 和爱因斯坦立方引力 [108] 中, 也能发现类似的冻结态的解.

值得一提的是, 一般的玻色星通常满足四大能量(零能量、弱能量、强能量、主能量)条件. 然而, 对巴丁玻色星这类引入非线性电磁场的模型来说, 由于非线性电磁场的引入, 这类玻色星(包括冻结态)不满足强能量条件.

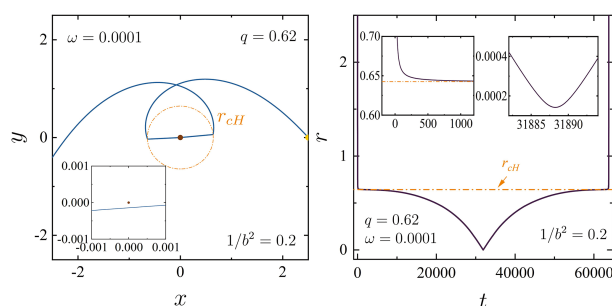


图6 巴丁玻色冻结星的光子轨道(左图)以及径向坐标 r 与坐标时间 t 的关系(右图). 其中 $x = r \cos \varphi$, $y = r \sin \varphi$, 非线性电磁场的磁荷 $q = 0.62$

Figure 6 The orbits of photon in the Bardeen boson frozen star (left panel) and the relationship between the radial coordinate r and the coordinate time t (right panel). Here, $x = r \cos \varphi$, $y = r \sin \varphi$, and magnetic charge $q = 0.62$.

6 总结与展望

本综述聚焦于玻色星这一理论天体模型. 不同于中子星, 玻色星并非依赖简并压支撑, 而是由大量的标量玻色子经引力束缚而成的凝聚系统. 本质上, 玻色星是量子力学原理在强引力场环境下的宏观表现形态. 我们回顾了从迷你玻色星到具有自相互作用、激发态、链状结构及多场耦合的扩展模型, 并探讨了在修改引力理论(如高阶导数引力、标量-张量理论等)中玻色星的新性质. 在观测层面, 我们分析了玻色星背景下的粒子轨道行为、极端质量比旋近系统所产生的独特引力波信号, 以及其阴影图像与黑洞的潜在区别, 为未来通过多信使手段鉴别致密天体提供了理论依据. 特别地, 本文对近年来提出的冻结态玻色星进行了详细评述. 该类模型在近临界区域内能产生极强的引力红移, 导致时空几何呈现近似“冻结”的状态; 这使其虽无奇点与视界, 却在若干可观测特征上表现出与黑洞极高的相似性. 尽管玻色星研究已取得显著进展, 但仍面临诸多挑战与发展机遇:

1. 理论模型的深化: 需进一步探索更广泛的物质场耦合形式、非线性相互作用以及在更一般的引力理论框架下构造玻色星解, 同时, 探讨其在可能的量子引力框架下的构建方案, 特别是AdS玻色星在全息对偶中更深入的研究;

2. 稳定性与动力学的系统研究: 研究表明, 尽管玻色星在真实空间中可能没有旋转, 但其在场的内部空

间旋转足以诱导散射波的能量放大, 使得玻色星存在超辐射现象, 然而, 其是否也存在超辐射不稳定性值得深入研究^[36]. 此外, 对于多场、旋转及激发态玻色星的非线性演化与稳定性仍需大量数值模拟研究其稳定性及演化规律;

3. 冻结态物理的进一步挖掘: 需深入理解其形成机制、动力学行为及其在宇宙学与天体物理过程中的潜在应用, 例如探讨是否可作为早期宇宙结构的“种子”或暗物质的候选者. 虽然玻色星作为宏观量子束缚态, 缺乏基于视界几何的热力学系统(如视界熵和霍金

温度), 但考虑到冻结星的外部行为与极端黑洞极为相近, 这或许能为研究极端黑洞下的热力学提供新的启发与思路.

总之, 玻色星不仅是研究强场引力的理想理论实验室, 也是未来多信使天文学时代鉴别致密天体本质的重要窗口. 结合下一代空间引力波探测器、事件视界望远镜的更高分辨率影像以及多波段电磁对应体观测, 玻色星研究有望从理论推演走向观测实证, 在揭示致密天体结构、探索超越黑洞的新物理时空等方面发挥愈加重要的作用.

参考文献

- 1 Penrose R. Gravitational collapse and space-time singularities. *Phys Rev Lett*, 1965, 14: 57–59
- 2 Hawking S W, Penrose R. The singularities of gravitational collapse and cosmology. *Proc R Soc London A Math Phys Sci*, 1970, 314: 529–548
- 3 Hawking S W. Particle creation by black holes. *Commun Math Phys*, 1975, 43: 199–220 [Erratum: *Commun Math Phys*, 1976, 46: 206]
- 4 Wheeler J A. Geons. *Phys Rev*, 1955, 97: 511–536
- 5 Kaup D J. Klein-Gordon geon. *Phys Rev*, 1968, 172: 1331–1342
- 6 Ruffini R, Bonazzola S. Systems of self-gravitating particles in general relativity and the concept of an equation of state. *Phys Rev*, 1969, 187: 1767–1783
- 7 Coleman S R. Q-balls. *Nucl Phys B*, 1985, 262: 263
- 8 Friedberg R, Lee T D, Sirlin A. Class of scalar-field soliton solutions in three space dimensions. *Phys Rev D*, 1976, 13: 2739–2761
- 9 Silveira V, de Sousa C M G. Boson star rotation: A Newtonian approximation. *Phys Rev D*, 1995, 52: 5724–5728.
- 10 Yoshida S, Eriguchi Y. Rotating boson stars in general relativity. *Phys Rev D*, 1997, 56: 762–771
- 11 Jetzer P, Van Der Bij J J. Charged boson stars. *Phys Lett B*, 1989, 227: 341–346
- 12 Balakrishna J, Seidel E, Suen W M. Dynamical evolution of boson stars. II. Excited states and self-interacting fields. *Phys Rev D*, 1998, 58: 104004.
- 13 Wang Y Q, Liu Y X, Wei S W. Excited Kerr black holes with scalar hair. *Phys Rev D*, 2019, 99: 064036
- 14 Herdeiro C A R, Kunz J, Peraechecha I, et al. Chains of boson stars. *Phys Rev D*, 2021, 103: 065009
- 15 Sun S X, Zhao L, Wang Y Q. Chains of mini-boson stars. *J High Energ Phys*, 2023, 8: 152
- 16 Gervalle R. Chains of rotating boson stars. *Phys Rev D*, 2022, 105: 124052
- 17 Sun S X, Wang Y Q. Chains of rotating mini-boson stars. *arXiv*: 2312.16921
- 18 Bernal A, Barranco J, Alic D, et al. Multistate boson stars. *Phys Rev D*, 2010, 81: 044031
- 19 Astefanesei D, Radu E. Boson stars with negative cosmological constant. *Nucl Phys B*, 2003, 665: 594–622
- 20 Hartmann B, Riedel J. Glueball condensates as holographic duals of supersymmetric Q-balls and boson stars. *Phys Rev D*, 2012, 86: 104008
- 21 de la Fuente A, Zosso J. The large charge expansion and AdS/CFT. *JHEP*, 2020, 6: 178
- 22 Liu H S, Lu H, Pang Y. Revisiting the AdS boson stars: The mass-charge relations. *Phys Rev D*, 2020, 102: 126008
- 23 Prikas A. Q stars in extra dimensions. *Phys Rev D*, 2004, 69: 125008
- 24 Hartmann B, Kleihaus B, Kunz J, et al. Rotating boson stars in five dimensions. *Phys Rev D*, 2010, 82: 084022
- 25 Seidel E, Suen W M. Oscillating soliton stars. *Phys Rev Lett*, 1991, 66: 1659–1662
- 26 Brito R, Cardoso V, Herdeiro C A R, et al. Proca stars: Gravitating Bose-Einstein condensates of massive spin 1 particles. *Phys Lett B*, 2016, 752: 291–295
- 27 Lee J, Koh I. Galactic halos as boson stars. *Phys Rev D*, 1996, 53: 2236–2239
- 28 Sahni V, Wang L. New cosmological model of quintessence and dark matter. *Phys Rev D*, 2000, 62: 103517
- 29 Berti E, Cardoso V. Supermassive black holes or boson stars? Hair counting with gravitational wave detectors. *Int J Mod Phys D*, 2006, 15: 2209–2216

- 30 Palenzuela C, Pani P, Bezares M, et al. Gravitational wave signatures of highly compact boson star binaries. [Phys Rev D](#), 2017, 96: 104058
- 31 Calderón Bustillo J, Sanchis-Gual N, Torres-Forné A, et al. GW190521 as a merger of Proca stars: A potential new vector boson of 8.7×10^{-13} eV. [Phys Rev Lett](#), 2021, 126: 081101
- 32 Calderon Bustillo J, Sanchis-Gual N, Leong S H W, et al. Searching for vector boson-star mergers within LIGO-Virgo intermediate-mass black-hole merger candidates. [Phys Rev D](#), 2023, 108: 123020
- 33 Torres D F, Capozziello S, Lambiase G. Supermassive boson star at the galactic center? [Phys Rev D](#), 2000, 62: 104012
- 34 Yuan Y, Narayan R, Rees M J. Constraining alternate models of black holes: Type I X-ray bursts on accreting fermion-fermion and boson-fermion stars. [Astrophys J](#), 2004, 606: 1112–1124
- 35 Cardoso V, Pani P. Testing the nature of dark compact objects: A status report. [Living Rev Rel](#), 2019, 22: 4
- 36 Gao H Y, Saffin P M, Wang Y J, et al. Boson star superradiance. [Sci China-Phys Mech Astron](#), 2024, 67: 260413
- 37 Kojima Y, Yoshida S, Futamase T. Non-Radial pulsation of a boson star. I. [Prog Theor Phys](#), 1991, 86: 401–410
- 38 Macedo C F B, Pani P, Cardoso V, et al. Astrophysical signatures of boson stars: Quasinormal modes and inspiral resonances. [Phys Rev D](#), 2013, 88: 064046
- 39 Horvat D, Ilijic, Kirin A, et al. Formation of photon spheres in boson stars with a nonminimally coupled field. [Class Quantum Grav](#), 2013, 30: 095014
- 40 Herdeiro C A R, Pombo A M, Radu E, et al. The imitation game: Proca stars that can mimic the Schwarzschild shadow. [J Cosmol Astropart Phys](#), 2021, 2021: 051
- 41 Wang X E. From Bardeen-boson stars to black holes without event horizon. arXiv: [2305.19057](#)
- 42 Yue Y, Wang Y Q. Frozen Hayward-boson stars. [J Cosmol Astropart Phys](#), 2025, 5: 066
- 43 Ma T X, Fang T F, Wang Y Q. Boson stars and their frozen states in an infinite tower of higher-derivative gravity. [Eur Phys J C](#), 2025, 85: 542
- 44 Tan C, Wang Y Q. Frozen neutron stars. arXiv: [2509.09338](#)
- 45 Finster F, Smoller J, Yau S T. Particlelike solutions of the Einstein-Dirac equations. [Phys Rev D](#), 1999, 59: 104020
- 46 Herdeiro C A R, Radu E. Asymptotically flat, spherical, self-interacting scalar, Dirac and Proca stars. [Symmetry](#), 2020, 12: 2032
- 47 Colpi M, Shapiro S L, Wasserman I. Boson stars: Gravitational equilibria of self-interacting scalar fields. [Phys Rev Lett](#), 1986, 57: 2485–2488
- 48 Guzman F S. Accretion disc onto boson stars: A way to supplant black holes candidates. [Phys Rev D](#), 2006, 73: 021501
- 49 Amaro-Seoane P, Barranco J, Bernal A, et al. Constraining scalar fields with stellar kinematics and collisional dark matter. [J Cosmol Astropart Phys](#), 2011, 11: 002
- 50 Friedberg R, Lee T D, Pang Y. Scalar soliton stars and black holes. [Phys Rev D](#), 1987, 35: 3658–3677
- 51 Peccei R D, Quinn H R. CP conservation in the presence of pseudoparticles. [Phys Rev Lett](#), 1977, 38: 1440–1443
- 52 Grilli di Cortona G, Hardy E, Pardo Vega J, et al. The QCD axion, precisely. [JHEP](#), 2016, 1: 034
- 53 Loiko V, Perapechka I, Shnir Y. Q-chains in the $U(1)$ gauged Friedberg-Lee-Sirlin model. [EPL](#), 2021, 133: 41001
- 54 Kunz J, Perapechka I, Shnir Y. Kerr black holes with parity-odd scalar hair. [Phys Rev D](#), 2019, 100: 064032
- 55 Cunha P, Herdeiro C, Radu E, et al. Two boson stars in equilibrium. [Phys Rev D](#), 2022, 106: 124039
- 56 Kleihaus B, Kunz J, List M, et al. Rotating boson stars and Q-balls. II. Negative parity and ergoregions. [Phys Rev D](#), 2008, 77: 064025
- 57 Herdeiro C A R, Kunz J, Perapechka I, et al. Multipolar boson stars: Macroscopic Bose-Einstein condensates akin to hydrogen orbitals. [Phys Lett B](#), 2021, 812: 136027
- 58 Huang L X, Sun S X, Zhang R, et al. Excited Dirac stars with higher azimuthal harmonic index. [J Cosmol Astropart Phys](#), 2024, 4: 085
- 59 Liang C, Rena J R, Sun S X, et al. Multi-state Dirac stars. [Eur Phys J C](#), 2024, 84: 14
- 60 Sun S X, Cui S Y, Huang L X, et al. κ -Dirac stars. [Eur Phys J C](#), 2024, 84: 699
- 61 Henriques A B, Liddle A R, Moorhouse R G. Combined boson-fermion stars. [Phys Lett B](#), 1989, 233: 99
- 62 Henriques A B, Liddle A R, Moorhouse R G. Combined boson-fermion stars: Configurations and stability. [Nucl Phys B](#), 1990, 337: 737–761
- 63 Gunderson M A, Jensen L G. Boson stars in the Brans-Dicke gravitational theories. [Phys Rev D](#), 1993, 48: 5628–5633
- 64 Comer G L, Shinkai H A. Generation of scalar-tensor gravity effects in equilibrium state boson stars. [Class Quant Grav](#), 1998, 15: 669–688
- 65 Whinnett A W, Torres D F. Charged scalar tensor boson stars: Equilibrium, stability and evolution. [Phys Rev D](#), 1999, 60: 104050
- 66 Hartmann B, Riedel J, Suci R. Gauss-Bonnet boson stars. [Phys Lett B](#), 2013, 726: 906–912
- 67 Baibhav V, Maity D. Boson stars in higher derivative gravity. [Phys Rev D](#), 2017, 95: 024027
- 68 Horvat D, Ilijic S, Kirin A, et al. Nonminimally coupled scalar field in teleparallel gravity: Boson stars. [Class Quant Grav](#), 2015, 32: 035023
- 69 Ilijic S, Sossich M. Boson stars in $f(T)$ extended theory of gravity. [Phys Rev D](#), 2020, 102: 084019
- 70 Balakrishna J, Shinkai H A. Dynamical evolution of boson stars in Brans-Dicke theory. [Phys Rev D](#), 1998, 58: 044016

- 71 Masó-Ferrando A, Sanchis-Gual S, Font J A, et al. Birth of baby universes from gravitational collapse in a modified-gravity scenario. *J Cosmol Astropart Phys*, 2023, 6: 028
- 72 Masó-Ferrando A, Sanchis-Gual N, Font J A, et al. Numerical evolutions of boson stars in Palatini $f(R)$ gravity. *Phys Rev D*, 2024, 109: 044042
- 73 Alcubierre M, Degollado J C, Nunez D, et al. Dynamic transition to spontaneous scalarization in boson stars. *Phys Rev D*, 2010, 81: 124018
- 74 Lee T D, Pang Y. Stability of mini-boson stars. *Nucl Phys B*, 1989, 315: 477–516
- 75 Seidel E, Suen W M. Dynamical evolution of boson stars: Perturbing the ground state. *Phys Rev D*, 1990, 42: 384–403
- 76 Love A E H. The yielding of the earth to disturbing forces. *Proc R Soc A*, 1909, 82: 73–88
- 77 Shida T. On the body tides of the earth, a proposal for the international geodetic association. *Proc Tokyo Math-Phys Soc*, 1912, 6: 242–258
- 78 Cardoso V, Franzin E, Maselli A, et al. Testing strong-field gravity with tidal Love numbers. *Phys Rev D*, 2017, 95: 084014
- 79 Mendes R F P, Yang H. Tidal deformability of boson stars and dark matter clumps. *Class Quant Grav*, 2017, 34: 185001
- 80 Herdeiro C A R, Panotopoulos G, Radu E. Tidal love numbers of Proca stars. *J Cosmol Astropart Phys*, 2020, 8: 029
- 81 Chen J R, Huang L X, Zhao L, et al. Tidal love numbers of axion stars. *Phys Rev D*, 2024, 109: 104078
- 82 Collodel L G, Kleihaus B, Kunz J. Static orbits in rotating spacetimes. *Phys Rev Lett*, 2018, 120: 201103
- 83 Zhang Y P, Zeng Y B, Wang Y Q, et al. Motion of test particle in rotating boson star. *Phys Rev D*, 2022, 105: 044021
- 84 Zhang Y P, Zeng Y B, Wang Y Q, et al. Equatorial orbits of spinning test particles in rotating boson stars. *Eur Phys J C*, 2022, 82: 809
- 85 Zhang Y P, Sun S X, Wang Y Q, et al. Fate of initially bound timelike geodesics in spherical boson stars. *Phys Rev Res*, 2024, 6: 033187
- 86 Zhang Y P, Zeng Y B, Wang Y Q, et al. Gravitational radiation pulses from Extreme-Mass-Ratio-Inspiral system with a supermassive boson star. arXiv: [2108.13170](#)
- 87 Babak S, Fang H, Gair J R, et al. “Kludge” gravitational waveforms for a test-body orbiting a Kerr black hole. *Phys Rev D*, 2007, 75: 024005 [Erratum: *Phys Rev D*, 2008, 77: 04990]
- 88 Cunha P V P, Font J A, Herdeiro C, et al. Lensing and dynamics of ultracompact bosonic stars. *Phys Rev D*, 2017, 96: 104040
- 89 Rosa J L, Macedo C F B, Rubiera-Garcia D. Imaging compact boson stars with hot-spots and thin accretion disks. *Phys Rev D*, 2023, 108: 044021
- 90 Gylulchev G, Nedkova P, Vetsov T, et al. Image of the thin accretion disk around compact objects in the Einstein-Gauss-Bonnet gravity. *Eur Phys J C*, 2021, 81: 885
- 91 Yang S J, Wu S P, Wei S W, et al. Deciphering black hole phase transitions through photon spheres. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2025, 68: 120412
- 92 Oppenheimer J R, Snyder H. On continued gravitational contraction. *Phys Rev*, 1939, 56: 455–459
- 93 Zel’dovich Y B, Novikov I D. *Relativistic Astrophysics 1: Stars and Relativity*. Chicago: University of Chicago Press, 1971. p. 369
- 94 Huang L X, Sun S X, Zhang Y P, et al. Orbits of photon in Bardeen-boson stars and their frozen states. arXiv: [2503.14984](#)
- 95 Huang L X, Sun S X, Wang Y Q. Bardeen spacetime with charged scalar field. arXiv: [2407.11355](#)
- 96 Chen J R, Wang Y Q. Hayward spacetime with axion scalar field. arXiv: [2407.17278](#)
- 97 Zhao Z H, Gu Y N, Liu S C, et al. Light rings, accretion disks and shadows of hayward boson stars in asymptotically AdS spacetime. arXiv: [2507.09563](#)
- 98 Chicaiza-Medina S S, Degollado J C. Hayward boson stars. arXiv: [2508.11906](#)
- 99 Zhao Z H, Gu Y N, Liu S C, et al. Non-topological soliton bardeen boson stars and their frozen states. *Eur Phys J C*, 2025, 85: 511
- 100 Brihaye Y, Hartmann B. Frozen states of charged boson stars. arXiv: [2507.08946](#)
- 101 Sun S X, Huang L X, Zhao Z H, et al. Bardeen spacetime with charged dirac field. arXiv: [2411.12969](#)
- 102 Huang L X, Sun S X, Wang Y Q. Frozen Bardeen-Dirac stars and light ball. *Eur Phys J C*, 2025, 85: 357
- 103 Zhang R, Wang Y Q. Spherically symmetric horizonless solutions and their frozen states in Bardeen spacetime with Proca field. arXiv: [2503.16265](#)
- 104 Zhang X Y, Zhao L, Wang Y Q. Bardeen-Dirac stars in Anti-de Sitter spacetime. *J Cosmol Astropart Phys*, 2025, 1: 117
- 105 Hao C H, Huang L X, Su X, et al. Emergence of negative mass in general relativity. *Eur Phys J C*, 2024, 84: 878
- 106 Su X, Hao C H, Fang T F, et al. Generalized Bronnikov-Ellis wormhole with nonlinear electromagnetic field. *Eur Phys J C*, 2025, 85: 1040
- 107 Huang L X, Wang Y Q. Scalarization of Bardeen spacetime. arXiv: [2509.08549](#)
- 108 Wang Y Q. Frozen gravitational stars in Einsteinian cubic gravity. arXiv: [2410.04575](#)

Research progress on boson stars and their frozen states

SUN Shi-Xian, HUANG Long-Xing, CHEN Jun-Ru, ZHANG Yu-Peng,
LIU Yu-Xiao & WANG Yong-Qiang*

School of Physical Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China

**Corresponding author (email: yqwang@lzu.edu.cn)*

A boson star, as a self-gravitating bound state composed of a macroscopic Bose-Einstein condensate, is a product of combining field theory with general relativity and can be regarded as one of the candidates for black holes. Unlike black holes, boson stars do not possess an event horizon, offering a new perspective for addressing the black hole information paradox. In this paper, we review the theoretical framework governing boson stars, with a particular focus on the construction of stationary and mixed solutions within scalar and vector (Proca star) field models, alongside their respective stability analyses. Furthermore, we examine the distinct observational signatures of these objects, including tidal effects and gravitational radiation, as well as their potential imprints in Event Horizon Telescope data as black hole mimickers. We highlight the recent discovery of “frozen stars”—an ultra-compact class of boson stars that approach the black hole compactness. Finally, we discuss the current challenges and future directions in the burgeoning field of boson star research.

boson stars, Proca stars, frozen stars

PACS: 04.20.-q, 04.40.-b, 04.50.+h, 04.70.-s

doi: [10.1360/SSPMA-2025-0592](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2025-0592)