

奇异物质与暗能量作用的 sine-Gordon 孤子星模型*

李季根 颜 骏[†] 邹伯夏 苏文杰

(四川师范大学物理系, 成都 610066)

(2010年5月6日收到; 2010年11月15日收到修改稿)

研究了具有奇异物质和暗能量作用的 sine-Gordon 孤子星模型, 根据场方程计算了物态方程的解和星体质量, 发现物质密度和压强与孤子态和星体质量有关. 另外, 还对星体平衡和暗能量的稳定性质进行了分析和讨论, 结果表明孤子星内部以奇异物质与暗能量的混合态形式存在.

关键词: 奇异物质, 暗能量, sine-Gordon 孤子星

PACS: 03.05.Kk, 04.40.Dg, 97.60.-s

1. 引言

Ia 型超新星和宇宙微波背景辐射的观测表明宇宙在加速膨胀, 而暗能量被认为是加速膨胀的可能推动因素^[1-6]. 由于目前黑洞的事件视界没有直接的观测证据, 人们猜测星体可能存在其他形式的演化状态, 如暗能量星或真空凝聚星^[7-14]. 在前面的工作中发现 Brans-Dicke 引力模型中存在两种类型的暗能量星^[15, 16], 当中心温度 $T \rightarrow 0$ 或物态参量 $\gamma \rightarrow 0$ 时星体都具有临界质量, 在星体内部物质和暗能量密度以不同形式衰减.

近年来对孤子的研究已深入到天体物理领域, Lee 等人根据粒子物理中的非拓扑孤子提出存在一种冷的、稳定的、大质量的相干态星体——孤子星^[17]. 在球对称 3 + 1 维理论中场方程比较复杂, 无法用解析方法研究星体中孤子的运动形式, 暗能量作用后的场方程更难求解. 由于 Einstein 张量的平凡性, 2 维引力不同于 4 维时空中的引力理论. 但 1 + 1 维模型和 3 + 1 维模型有一定联系, 这两种理论中都可以存在稳定的星体结构; 在 2 维理论中场方程相对简单, 可以用解析方法研究暗能量星体的物态和孤子性质.

1 + 1 维理论本身在物理上也有其他应用, 如 1 + 1 维 dilaton 引力中发现存在声学黑洞解^[18], 这类理论和低维凝聚态物理有重要联系; 通过玻色-爱因

斯坦凝聚实验可以模拟 1 + 1 维引力理论中的相关物理机理, 为黑洞和星体理论研究提供了理想的实验室.

本文将研究一种新的拓扑 2 维暗能量星模型, 并对星体的物态性质, 星体平衡和暗能量的稳定性质进行了分析和讨论. 结果发现可以形成暗能量与奇异物质构成的孤子星, 其中能量以 sine-Gordon 孤子形式存在, 本文为进一步研究 3 + 1 维时空中类似的星体结构提供一定的理论基础和启发.

2. Brans-Dicke 引力模型中的 sine-Gordon 孤子星

二维 Brans-Dicke 引力作用量为

$$S = \int d^2x \sqrt{-g} \left[\phi R + V(\phi) - \frac{\omega}{\phi} \nabla_\mu \phi \nabla^\mu \phi + S_M \right], \quad (1)$$

对 ϕ 和 $g^{\mu\nu}$ 变分得标量场方程和引力场方程

$$R + \frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi} - \frac{\omega}{\phi^2} g^{\mu\nu} \nabla_\mu \phi \nabla_\nu \phi + \frac{2\omega}{\phi} \square \phi = 0, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \phi \left(R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R \right) - \nabla_\mu \nabla_\nu \phi + g_{\mu\nu} \square \phi - 8\pi T_{\mu\nu} \\ &= \frac{1}{2} g_{\mu\nu} V(\phi) + \frac{\omega}{\phi} \left(\nabla_\mu \phi \nabla_\nu \phi - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \nabla_\sigma \phi \nabla^\sigma \phi \right), \end{aligned} \quad (3)$$

式中 $g_{\mu\nu}$ 为时空度规, $g = \det g_{\mu\nu}$, R 为标量曲率, ϕ

* 四川省教育厅自然科学基金(批准号:08ZA038)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: yanjun5@sina.com

$= \phi(x)$ 为标量场, x 为点到星体中心的距离, $V(\phi)$ 为标量场势能, ω 为耦合常数, S_M 为物质作用量.

二维静态球对称度规为^[19,20]

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -\alpha(x) & 0 \\ 0 & \alpha^{-1}(x) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

这里 $\alpha(x)$ 为标度因子, 由(4)式可得曲率张量

$$R_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}\alpha\alpha'' & 0 \\ 0 & -\frac{\alpha''}{2\alpha} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

物质的能量-动量张量为理想流体形式

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho\alpha & 0 \\ 0 & \frac{p}{\alpha} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

其中“ $'$ ”代表对 x 求导. 将(4), (5)和(6)式代入(2), (3)式得引力场和标量场方程组

$$8\pi\rho + \frac{\omega}{2\phi}\alpha\phi'^2 + \frac{1}{2}\alpha'\phi' + \alpha\phi'' = \frac{1}{2}V(\phi), \quad (7)$$

$$8\pi p + \frac{\omega}{2\phi}\alpha\phi'^2 - \frac{1}{2}\alpha'\phi' = -\frac{1}{2}V(\phi), \quad (8)$$

$$-\phi\alpha'' + \phi\frac{\partial V(\phi)}{\partial\phi} = \frac{\omega}{\phi}\alpha\phi'^2 - 2\omega\alpha'\phi' - 2\omega\alpha\phi''. \quad (9)$$

由(7), (8)和(9)式得物质守恒方程

$$(\rho + p) + 2p'\frac{\alpha}{\alpha'} = 0. \quad (10)$$

时空度规中标度因子设为 $\alpha = \sin^2(m\phi_0 x)$, 标量场 $\phi = \phi_0 x + \phi_1$, 其中 ϕ_0 和 ϕ_1 为标量场常数, ϕ_0 与星体总质量 M 有关, ϕ_1 与孤子质量 m 有关.

由于静态度规

$$ds^2 = -\sin^2 m\phi_0 x dt^2 + \frac{1}{\sin^2 m\phi_0 x} dx^2, \quad (11)$$

在坐标原点 $x = 0$ 处有奇点, 所以做如下变换将其消除^[21]:

$$m\phi = -2\arctan e^{-mr}, \quad (12)$$

变换后的度规为

$$ds^2 = -\cosh^{-2}(-mr) dt^2 + \frac{1}{\phi_0^2} dr^2, \quad (13)$$

所以在 r 空间上度规是有限的, 而标量场(12)式为如下 sine-Gordon 方程的 kink 孤子解:

$$\frac{d^2\phi}{dr^2} = \frac{m}{2}\sin(2m\phi). \quad (14)$$

度规(11)具有 Schwarzschild 形式, 坐标空间 x 上的时空间隔为 $I = [n\pi, (n+1)\pi]$, 映射到星体

上的区域 $R = [0, \infty]$. 这时曲率在整个星体空间上保持有限, 坐标原点奇异性已经消除, 然而这两种空间的拓扑性质有所不同.

首先, 区域 I 和星体空间 R 上粒子有不同的测地线性质^[22]. 如能量为 E , 质量为 μ 的粒子在度规(13)的测地线为 $r''_\lambda \cong E^2 e^{-2m\lambda}$, $r \rightarrow \infty$, 因此试探粒子从原点到边界处运动的固有时为有限值. 另外, 度规(11)下粒子的测地线方程变为 $x''_\lambda = E^2 - \mu^2 \sin^2(m\phi_0)$, 当 $E > \mu$, 粒子从原点到边界传播需经过无限多个时间片断.

其次, 区域 I 和星体空间 R 的光锥线结构也有不同拓扑性质. 对于无质量的光子, $ds^2 = 0$ 给出区域 I 上的光锥线为 $t + x^* = V$ 和 $t - x^* = U$. 这里 $m\phi_0 x^* = -\text{ctg}(m\phi_0)$, 物理上有意义的区域是光锥内部, 描述了粒子沿径向运动. 这时共形度规变为 $d\tilde{s}^2 = -\Omega^2 dVdU$, $\Omega = \sin(m\phi_0)$, 由于 $m\phi_0 = n\pi$ 时, $|x^*| \rightarrow \infty$, 所以光锥线结构不完备. 经过 Eddington-Kruskal 坐标变换^[23] $\tilde{t} = t - \text{ctg}(m\phi_0)/m\phi_0$, $\tilde{r} = r$, 那么光锥线结构仍不完备. 这和 4 维时空中 Schwarzschild 黑洞的拓扑性质完全不同, 因为经过变换后黑洞视界的光锥线结构是完备的.

经过孤子变换(12), 那么星体空间 R 上的光锥线为 $t + r^* = V$ 和 $t - r^* = U$, 这里 $m\phi_0 r^* = -\sinh(m\phi_0)$. 这时共形度规变为 $d\tilde{s}^2 = -K^2 dVdU$, $K = \cosh^{-1}(-mr)$, 光锥线在星体空间上保持完备, 所以在星体空间 R 上研究孤子星的物理性质是完全合理的.

由引力场方程(7), (8)式定义孤子星中物质和暗能量的等效密度和压强

$$\begin{aligned} \rho_{\text{eff}} &= \rho + \rho_\phi \\ &= \rho - \frac{1}{16\pi}V(\phi) + \frac{\omega}{16\pi\phi}\alpha\phi'^2, \end{aligned} \quad (15)$$

$$p_{\text{eff}} = p + \frac{1}{16\pi}V(\phi) + \frac{\omega}{16\pi\phi}\alpha\phi'^2, \quad (16)$$

则孤子星物态方程参量为

$$W = \frac{p_{\text{eff}}}{\rho_{\text{eff}}} = -1, \quad (17)$$

即孤子星总体上处于负压强的状态, 由(7)和(15)式给出孤子星的总质量

$$\begin{aligned} M &= \int_0^\infty \rho_{\text{eff}} dr = -\frac{\phi_0}{16\pi} \int_{-3\pi/2}^{-\pi} \sin 2m\phi_0 x dm\phi_0 x \\ &= -\frac{\phi_0}{16\pi}, \end{aligned} \quad (18)$$

由(18)式可知, $M > 0$ 要求标量场常数 $\phi_0 < 0$, 这时能量密度 ρ_{eff} 与平坦时空中孤子能量密度分布类似. 在 Brans-Dicke 理论中, 标量场 ϕ 可解释为等效引力常数的倒数, 本文中标量场在坐标空间 I 上可表示 $\phi = \phi_0 x + \phi_1$, $\phi_0 < 0$ 导致引力常数可能取负值. 由孤子变换(12)式可知 $m\phi(x) = -\phi(r)$, 这里 $\phi(r) = 2\text{arctane}^{-mr}$ 是 R 上的孤子解, 在星体空间等效引力常数 $G(r) \sim 1/\phi(r) > 0$. 本文研究的孤子星定义在有物理意义的 R 空间, 在 r 较大时引力常数为正并且保持有限值.

3. 孤子态对物态参量的影响

本文研究的主要动机是构造 1 + 1 维定态孤子星模型, 其中物理量不随时间发生变化. 首先已确定标量场满足 sine-Gordon 孤子方程(14), 其次由(7)和(15)式得 $\rho_{\text{eff}} \sim \sinh(mr)/\cosh^2(mr)$, 即等效密度满足能量的局域分布条件. 本文所引入的度规形式(11)恰好可以满足这些性质. 在坐标空间上的定态波动解经过孤子变换后可描写物理空间的孤子解, 这将对星体内部的物态和平衡性质产生重要影响; 如产生孤子激发态, 反引力效应和压强反转等新的物理效应.

由(7)和(8)式可得

$$\rho + p = -\frac{\omega}{8\pi} \phi_0^2 \frac{\sin^2 m\phi_0 x}{\phi_0 x + \phi_1}, \quad (19)$$

式中 $\phi = \phi_0 x + \phi_1 < 0$, 当标量场与引力场的耦合系数 $\omega > 0$ 时, 可得

$$\rho + p > 0, \quad (20)$$

式中孤子星物质密度和压强分别为

$$16\pi\rho = \omega\phi_0^2 \left(\phi_0 \int dx \frac{\sin^2 m\phi_0 x}{(\phi_0 x + \phi_1)^2} - 2m\phi_0 \int dx \frac{\sin 2m\phi_0 x}{\phi_0 x + \phi_1} - \frac{\sin^2 m\phi_0 x}{\phi_0 x + \phi_1} \right), \quad (21)$$

$$16\pi p = -\omega\phi_0^2 \left(\phi_0 \int dx \frac{\sin^2 m\phi_0 x}{(\phi_0 x + \phi_1)^2} - 2m\phi_0 \int dx \frac{\sin 2m\phi_0 x}{\phi_0 x + \phi_1} + \frac{\sin^2 m\phi_0 x}{\phi_0 x + \phi_1} \right), \quad (22)$$

现在讨论物态参量可能存在的几种解, 取 $16\pi/\omega =$

1, 此时星体质量 $M = -\phi_0 = 1$. 当 $m\phi_1 = n\pi, r \rightarrow 0$, 对应于星体中心; $r \rightarrow \infty$ 时, 对应于星体外无限远处. $n = 1, m = 1$ 时, 坐标的范围为 $x \in (\pi, 3\pi/2)$; $n = 2, m = 2$ 时, $x \in (\pi, 5\pi/4)$. 所以孤子态 (m, n) 和星体质量 (M) 将影响物态方程中参量的取值, 即物质密度 ρ 和压强 p 的分布. 数值计算给出物质密度和压强, 如图 1, 2 所示.

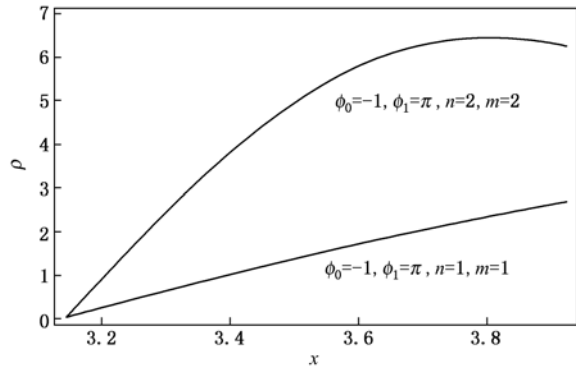


图 1 M 不变 m 变化孤子基态和激发态对应的物质密度

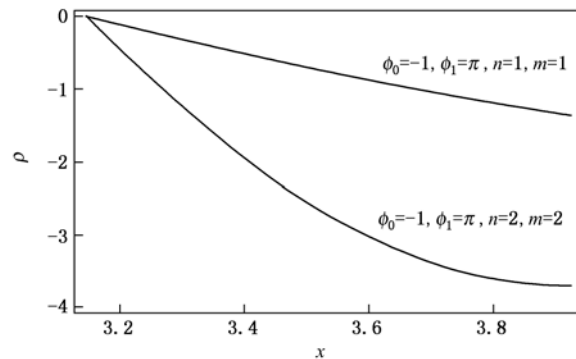


图 2 M 不变 m 变化孤子基态和激发态对应的物质压强

现在考虑另一种情况, 当 $M = -\phi_0 = 1, \phi_1 = \pi$, 此时 $n = 1, m = 1$, 坐标的取值范围 $x \in (\pi, 3\pi/2)$; 如果 $M = -\phi_0 = 2, \phi_1 = 2\pi$, 此时 $n = 2, m = 1$, 对应的坐标取值范围 $x \in (\pi, 5\pi/4)$, 数值计算给出物质密度和压强的另一种分布, 如图 3 和图 4 所示.

由上述图形可以看出, 物质密度 $\rho > 0$, 物质压强 $p < 0$, 其物态参量 $\gamma < 0$, 所以孤子星中物质处于奇异状态, 孤子态和星体质量对物态参量 ρ, p 有较大影响. 当星体质量 M 不变而孤子质量参量 m 变化时, 孤子激发态的能量密度大于基态的能量密度, 但激发态压强小于基态压强; 另一方面, 当星体质量 M 变化, 而孤子质量参量 m 不变时, 孤子激发态对应的能量密度也大于基态能量密度, 激发态压

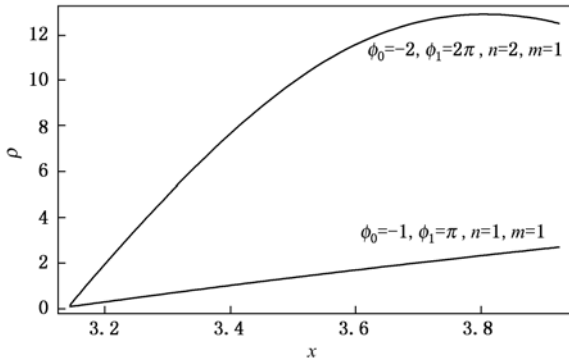


图3 M 变化 m 不变孤子基态和激发态对应的物质密度

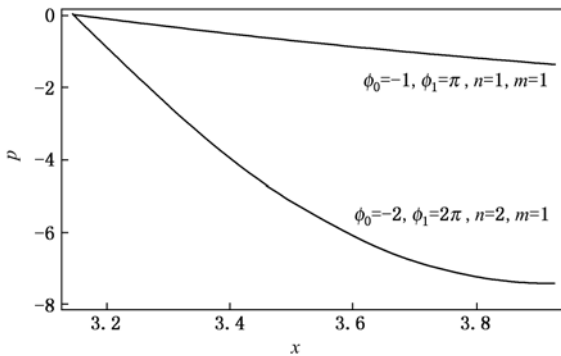


图4 M 变化 m 不变孤子基态和激发态对应的物质压强

强小于基态压强。

4. 星体的平衡和暗能量的稳定性质

4.1. 星体平衡方程

由物质守恒方程(10)式可得星体平衡方程

$$\frac{dp}{dx} = -(\rho + p) \frac{W\rho_{\text{eff}}}{(W-1)\int\rho_{\text{eff}}dx} = (\rho + p) \frac{W}{W-1} \frac{2m\phi_0^2 \sin 2m\phi_0 x}{\phi_0 \cos 2m\phi_0 x}. \quad (23)$$

下面分析孤子态 m 和质量 M 对平衡方程的影响. 根据孤子变换公式(12): 当 $M = -\phi_0 = 1$, 孤子处于基态时 $m = 1, n = 1$, 当 $r \rightarrow 0$ (对应星体中心), $x = 3\pi/2$, 当 $r \rightarrow \infty$ (对应星体无限远), $x = \pi$. 则

$$\frac{dp}{dx} = -(\rho + p) \tan 2x. \quad (24)$$

在 $x = 5\pi/4$ 处, 由于 $\rho + p > 0$, 这时星体物质压强梯度符号出现反转现象, 从星体内部到外部 $dp/dx > 0$ 变为 $dp/dx < 0$, r 空间上对应的反转点坐

标为 $r_1 = -\text{Intan}\pi/8 \approx 0.88$.

当 $M = -\phi_0 = 1$, 孤子处于激发态 $m = 2, n = 2$ 时, 当 $r \rightarrow 0, x = 5\pi/4$, 当 $r \rightarrow \infty, x = \pi$, 那么

$$\frac{dp}{dx} = -2(\rho + p) \tan 4x. \quad (25)$$

在 $x = 9\pi/8$ 处, 星体物质压强梯度符号出现反转现象, $dp/dx > 0$ 变为 $dp/dx < 0$, r 空间上对应的反转点坐标变为 $r_2 = -(\text{Intan}\pi/8)/2 \approx 0.44$. 由于 $r_2 < r_1$, 所以, 在 r 空间中孤子激发态对应的压强反转点小于其在基态的压强反转点.

若 $M = -\phi_0 = 2$, 孤子处于激发态时, $m = 1, n = 2$, 当 $r \rightarrow 0, x = 5\pi/4; r \rightarrow \infty, x = \pi$,

$$\frac{dp}{dx} = -2(\rho + p) \tan 4x, \quad (26)$$

在 $x = 9\pi/8$ 处, 星体物质压强梯度符号同样出现反转现象, $dp/dx > 0$ 变为 $dp/dx < 0$, r 空间上对应的压强反转点为 $r_3 = -\text{Intan}\pi/8 \approx 0.88$, 此时 $r_3 = r_1$. 因此, 当星体质量 M 变化, 孤子态 m 不变时, 在 r 空间物质压强反转点的坐标位置不变. 无论孤子处于基态还是激发态, 星体内部压强梯度符号都出现反转, 这时星体内部分为两种状态, 星体内层出现反引力效应, 处于反常状态, 而星体外层由于正常引力效应, 表现为正常状态. 所以, 孤子星内部以奇异物质与暗能量的混合态形式存在.

4.2. 暗能量的稳定性质

通常在平坦时空中标量场存在拓扑与非拓扑孤子解^[24]. 拓扑孤子可以稳定存在, 其必要条件是在无穷远处空间, 可以有不同的简并真空, 即不同的边界条件. 通过引入拓扑量子数, 可根据拓扑守恒来判定孤子的量子稳定性质, 平坦时空上的 sine-Gordon 方程的 kink 解就对应于这类拓扑孤子. 对于非拓扑孤子, 不需要简并真空态, 在无穷远处具有相同的边界条件, Derrick 定理证明纯标量场有 1 维孤子解. 本文研究的是弯曲时空中标量场, 这时星体内部标量场与引力和物质都有相互作用; 因此标量场的稳定性质和平坦时空有所区别, 需要根据标量场势能的极值来具体加以判定.

由场方程(9)式可得标量场势能的一阶导数

$$\frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi} = 2m^2\phi_0^2 \cos 2m(\phi - \phi_1) + \frac{\omega}{m^2\phi^2} m^2\phi_0^2 \sin^2 m(\phi - \phi_1)$$

$$-2\omega m^2 \phi_0^2 \frac{\sin 2m(\phi - \phi_1)}{m\phi}, \quad (27)$$

对(27)求导得势能的二阶导数

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V(\phi)}{\partial \phi^2} = & m^3 \phi_0^2 \left[-4\sin 2m(\phi - \phi_1) \right. \\ & - 4\omega \frac{\cos 2m(\phi - \phi_1)}{m\phi} \\ & + 3\omega \frac{\sin 2m(\phi - \phi_1)}{m^2 \phi^2} \\ & \left. - 2\omega \frac{\sin^2 m(\phi - \phi_1)}{m^3 \phi^3} \right]. \quad (28) \end{aligned}$$

下面分析星体中暗能量的稳定性质:取 $n = 1$, $m = 1$, 即 $\phi_1 = \pi$, 这时孤子星处于基态. 当 $m\phi = -\pi/2$ 时, 由(27)式 $dV(\phi)/d\phi = 0$, 得 $\omega = \pi^2/2 > 0$, (28)式变为

$$\frac{\partial^2 V(\phi)}{\partial \phi^2} = \frac{8\omega m^3 \phi_0^2}{\pi} \left(\frac{2}{\pi^2} - 1 \right) < 0, \quad (29)$$

所以 $V(\phi)$ 在 $m\phi = -\pi/2$ 处取极大值, 此时星体中暗能量是不稳定的. r 空间上对应的不稳定点坐标为 $r_4 = -\text{Intan}\pi/4 = 0$.

当 $m\phi = -\pi/6$ 时, 由(27)式 $dV(\phi)/d\phi = 0$, 得 $\omega = \pi^2/(6\sqrt{3}\pi - 9) \approx 0.412 > 0$, (28)式给出

$$\frac{\partial^2 V(\phi)}{\partial \phi^2} \approx 2.557m^3 \phi_0^2 > 0, \quad (30)$$

所以 $V(\phi)$ 在 $m\phi = -\pi/6$ 处取极小值, 星体中暗能量是稳定的, r 空间中稳定点的坐标变为 $r_5 = -\text{Intan}\pi/12 \approx 1.32$. 综合以上两个例子可以得出在 $\omega > 0$ 时, 由于 $r_4 < r_1 < r_5$, 所以在 r 空间上压强的反转点介于暗能量的不稳定点和稳定点之间.

5. 结 论

本文研究了具有奇异物质与暗能量作用的 sine-Gordon 孤子星的物态性质. 首先分析了孤子态和星体质量对物质密度和压强的影响, 发现孤子质量参量或星体质量变大时, 孤子激发态能量密度均大于基态能量密度, 但激发态物质压强小于基态物质压强. 其次, 根据星体平衡方程研究了孤子星内部压强梯度的分布情况, 结果显示物质压强梯度符号出现反转. 星体内层处于反引力状态, 而外层处于正常引力状态. 最后, 讨论了星体内部的暗能量稳定性质, 对基态孤子星的研究表明, 星体内层由于奇异物质与暗能量的作用产生反引力效应, 处于不稳定状态; 相反, 在星体外层这种作用产生引力效应, 处于稳定状态. 此时, 孤子星内部物质以正常态和反常态的混合态形式存在, 这是不同于一般暗能量的一种新的物理状态.

[1] Perlmutter S, Turner M S, White M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 670
 [2] Riess A G, Nugent P E, Schmidt B P 2001 *Astrophys. J.* **560** 49
 [3] Bennett C L, Halpern, Hinshaw 2003 *Astrophys. J. Suppl.* **148** 1
 [4] Chen J H, Wang Y J 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1184
 [5] Wang Y T, Xu LX, Lu J B, Gui Y X 2010 *Chin. Phys. B* **19** 019801
 [6] Cui J L, Zhang L, Zhang J F, Zhang X 2010 *Chin. Phys. B* **19** 019802
 [7] Chapline G, Hohlfeld E, Laughlin R B, Santiago D I 2003 *Int. J. Mod. Phys. A* **18** 3587
 [8] Mazur P, Mottola E 2004 *Proc. Nat. Acad. Sci.* **101** 9545
 [9] Bertolami O, Paramos J 2005 *Phys. Rev. D* **72** 123512
 [10] Cattoen C, Faber T, Visser M 2005 *Class. Quant. Grav.* **22** 4189
 [11] Lobo F S N 2006 *Class. Quant. Grav.* **23** 1525
 [12] Liu L, Pei S Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4980 (in Chinese) [刘辽, 裴寿辅 2006 物理学报 **55** 4980]

[13] Lobo F, Arellano A 2007 *Class. Quant. Grav.* **24** 1069
 [14] DeBenedictis A, Garattini R, Lobo F 2008 *Phys. Rev. D* **78** 104003
 [15] Deng Q, Yan J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3978 (in Chinese) [邓强, 颜骏 2008 物理学报 **57** 3978]
 [16] Yan J 2009 *Commun. Theor. Phys.* **52** 1015
 [17] T D Lee 1987 *Phys. Rev. D* **35** 3637
 [18] Cadoni M 2005 *Class. Quant. Grav.* **22** 409
 [19] Yan J, Qiu X M 1998 *Gen. Rel. Grav.* **30** 1319
 [20] Yan J, Wang S J, Tao B Y 2001 *Commun. Theor. Phys.* **35** 19
 [21] Yan J, Tao B Y 2003 *High Energy Phys. Nucl. Phys.* **27** 767 [颜骏, 陶必友 2003 高能物理与核物理 **27** 767]
 [22] Stotzel B 1995 *Phys. Rev. D* **52** 2192
 [23] Yu Y Q 1987 *Introduction of General Relativity* (Beijing: Beijing University Press) p119 (in Chinese) [俞允强 1987 广义相对论引论 (北京: 北京大学出版社) 第 119 页]
 [24] T D Lee, Y Pang 1992 *Phys. Rep.* **35** 22125

A sine-Gordon soliton star model with the action of exotic matter and dark energy^{*}

Li Ji-Gen Yan Jun[†] Zou Bo-Xia Su Wen-Jie

(*Department of Physics, Sichuan Normal University, Chengdu 610066, China*)

(Received 1 March 2010; revised manuscript received 15 November 2010)

Abstract

A sine-Gordon soliton star model with the action of exotic matter and dark energy is studied in this article, the solutions of state equation and mass of star are calculated by using field equation. We found that the density and pressure of matter are connected with the soliton state and the mass of star. Moreover, star equilibrium and stability of dark energy are analyzed and discussed, the result shown that the state of soliton star interior exist in the form of mixed state.

Keywords: exotic matter, dark energy, sine-Gordon soliton star

PACS: 03.05.Kk, 04.40.Dg, 97.60.-s

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Sichuan Education Committee (Grant No. 08ZA038).

[†] Corresponding author. E-mail: yanjun5@sina.com