

奇异星的冷却

戴子高 陆焱

南京大学天文系, 南京 210008

(1993年5月4日收到)

从奇异夸克物质的热力学巨势出发计算了奇异星的组份, 得到电子丰度随强相互作用耦合常数或奇异物质的密度增大而减小. 利用弱电统一理论, 推导了奇异物质的中微子能量损失率. 通过研究有薄壳的均匀奇异星和中子星的冷却过程, 得到年轻奇异星的表面温度比同年代的中子星的表面温度低得多, 这可以作为区别奇异星与中子星的观测途径.

PACC: 2165; 9760J

一、引言

人们已经知道组成强子的基本成份是夸克. Witten^[1] 推测奇异夸克物质(简称奇异物质)比核物质更稳定, 这种物质包含上夸克、下夸克和奇异夸克以及少量电子(保证电中性). 他指出产生奇异物质的两个途径: 早期宇宙的夸克-强子相变和中子星转变为奇异星. 详细的计算表明, 奇异物质在强相互作用计算的不确定范围内是存在的^[2].

奇异星是一类由奇异物质组成的致密天体. Alcock 等人^[3]讨论了中子星转变为奇异星的几种机制. 至今, 人们已经发现奇异星与中子星之间存在三点差别. 第一, 通过求解 Oppenheimer-Volkoff 静态平衡方程, 一些作者^[3-5]研究了奇异星的整体性质, 并且得到一致的结论, 即奇异星的半径随质量增大而增大. 而中子星的半径随质量增大而减小^[6]. 产生这一差别的原因是奇异物质可以近似看成理想的相对论费密气体而核物质里的核子之间存在核力作用. 第二, 最近, Colpi 和 Miller^[7] 研究了奇异星的转动性质, 发现奇异星特有的 $m = 2$ 不稳定模式(中子星没有). 所以他建议未来的引力波观测能够揭示这个差别. 第三, 通过文献[8]的中微子能量损失率, Pizzochero^[9] 研究了有壳奇异星的冷却, 得到奇异星的表面温度比中子星的表面温度低.

Einstein X 射线观测可以严格给出致密天体的表面温度的上限. 理论上, 人们通过研究此天体的冷却过程能够定出其表面温度的范围^[10]. 这样, 上述第三点差别对于人们从观测上区别奇异星与中子星是重要的, 值得更进一步研究. 本文通过计算奇异物质的组份, 得到新的中微子能量损失率, 并用另一种方法来研究奇异星的冷却过程.

文献[11]假设在中微子冷却阶段中子星壳层的热结构独立于内部的热结构. 因为夸克是带电粒子, 所以这个假设对奇异星更有效. 在这个近似下, 奇异星内部是一个包含所有质量和能量的等温系统, 内部温度主要是因为中微子能量损失而下降; 奇异星的壳是一个薄的绝热层, 它既不产生也不耗散能量. 利用这个近似, 我们可以简化对冷却过程的处理.

二、奇异物质的平衡组份

假设中子星内的密度足够高，以至于发生从简并的非相对论核物质到简并的相对论两味夸克物质的相变。这种物质经过 10^{-8} s 转变为奇异物质。三味夸克之间会发生下列弱反应：

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (1)$$

$$u + e^- \rightarrow d + \nu_e, \quad (2)$$

$$s \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (3)$$

$$u + e^- \rightarrow s + \nu_e, \quad (4)$$

$$u + d \leftrightarrow u + s. \quad (5)$$

因为中微子逃逸，反应(1)–(4)式导致奇异星能量损失。而中微子逃逸意味着中微子的化学势可以取为零。反应(5)式对 d 和 s 的平衡起作用。利用反应(5)式，人们有效地研究了奇异星的阻尼效应^[2]。这些反应达到平衡意味着

$$\mu_u + \mu_e = \mu, \quad (6)$$

$$\mu_d = \mu_s \equiv \mu. \quad (7)$$

而电中性要求

$$\frac{2}{3} n_u = \frac{1}{3} (n_d + n_s) + n_e, \quad (8)$$

式中 μ_i 和 n_i ($i = u, d, s, e$) 分别为化学势和数密度。

奇异物质的热力学性质由巨势 \mathcal{Q}_i ($i = u, d, s, e$) 决定，而 \mathcal{Q}_i 仅是化学势 μ_i 、奇异夸克质量 m_i 和强相互作用耦合常数 α_c 的函数。文献[2]给出了 \mathcal{Q}_i 的表达式。由热力学关系

$$n_i = - \frac{\partial \mathcal{Q}_i}{\partial \mu_i}, \quad (9)$$

得到

$$n_j = \frac{\mu_j^3}{\pi^2 (\hbar c)^3} \left(1 - \frac{2\alpha_c}{\pi} \right) \quad j = u, d, \quad (10)$$

$$n_s = \frac{\mu_s^3 - m_s^2 c^4}{\pi^2 (\hbar c)^3} \left\{ (\mu_s^2 - m_s^2 c^4)^{1/2} - \frac{2\alpha_c}{\pi} \left[\mu_s - \frac{3m_s^2 c^4}{(\mu_s^2 - m_s^2 c^4)^{1/2}} \ln \left(\frac{\mu_s + (\mu_s^2 - m_s^2 c^4)^{1/2}}{\rho_R} \right) \right] \right\}, \quad (11)$$

$$n_e = \frac{\mu_e^3}{3\pi^2 (\hbar c)^3}. \quad (12)$$

本文取重整化点 $\rho_R = 313 \text{ MeV}^{[2]}$ 。

定义丰度

$$Y_i = \frac{n_i}{n_b}, \quad (13)$$

其中重子数密度 $n_b = \frac{1}{3}(n_u + n_d + n_s)$ 。由方程(6)–(8)和(10)–(13)可以定出平衡组份 Y_i ，它们应该是 m_s 、 α_c 和 n_b/n_0 的函数(这里 n_0 为核物质密度 $\sim 0.16\text{fm}^{-3}$)。本文取 $m_s = 200\text{MeV}^{[3]}$ 。电子丰度的结果如图 1 所示。从图 1 可以发现，电子丰度随 α_c 或 n_b 的增大而减小。另外， $Y_u \approx 1$ (因为 $Y_u = 1 + Y_e$)。后面将看到 Y_e 是决定中微子能量损失率的一个重要物理量

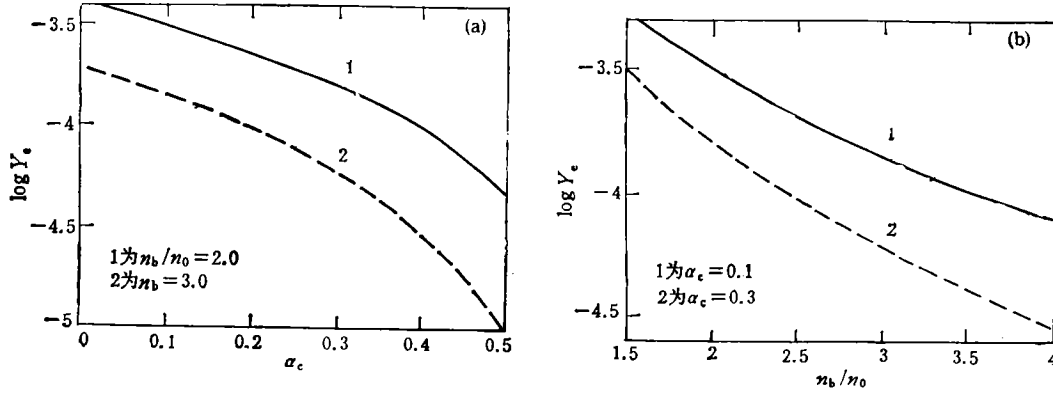


图 1 (a) 电子丰度作为强相互作用耦合常数的函数；(b) 电子丰度作为重子数密度的函数

由(10)和(11)式可求得夸克的费密动量： $p_{F_i} = \hbar(\pi^2 n_i)^{1/3}$ 。不难发现在简并条件下由于夸克之间的相互作用，夸克气体不再是理想的相对论费密气体，例如 u 和 d 夸克气体的化学势和费密动量之间有如下关系： $\mu_i = \left(1 - \frac{2\alpha_c}{\pi}\right)^{-1/3} p_{F_i} c$ ；对于奇异夸克气体，它们的关系稍复杂。

现在分析奇异物质的中微子发射过程。在 $T \lesssim 10^{10}\text{K}$ 时，夸克和电子都是简并的。在简并的费密气体中，只有那些动量位于费密面的费密子才能参加反应。因为中微子具有的特征动量为 $\hbar k T/c$ ，它远小于夸克和电子的费密动量，所以可以通过忽略中微子的动量和能量来分析反应动力学。如果忽略所有夸克的质量与夸克之间的相互作用，那么能量和动量守恒要求夸克和电子的费密动量必须共线，而此时的跃迁概率为零(见下节)。如果考虑夸克的质量或者它们之间的相互作用，那么无需夸克和电子的费密动量共线就能满足能量和动量守恒，此时跃迁概率不为零^[6]。所以下节考虑 s 夸克的质量 m_s (忽略 u, d 的质量)和强相互作用耦合常数 α_c 并推导中微子能量损失率。

三、中微子能量损失率

为了描述半轻子过程(1)–(4)，我们采用 Weinberg-Salam 模型^[14]。哈密顿量可以表示为流流相互作用形式

$$H = \frac{G_F}{\sqrt{2}} l_\mu(x) \mathcal{F}_W^\mu(x) + \text{H.c.}, \quad (14)$$

其中弱耦合常数 $G_F = 1.435 \times 10^{-49} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-3}$ ， l_μ 和 \mathcal{F}_W^μ 分别为轻子和强子的带电弱

流。它们为

$$l_\mu = \bar{e}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)v_e, \quad (15)$$

$$\mathcal{F}_W = \cos\theta_c \bar{u}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)d + \sin\theta_c \bar{u}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)s, \quad (16)$$

其中 θ_c 为 Cabibbo 角 ($\cos^2\theta_c \approx 0.974$)。

反应(1)式的跃迁概率 ($\hbar = c = 1$)

$$W_1 = 4G_F^2 \cos^2\theta_c \frac{(2\pi)^4 \delta^4(p_u + p_e - p_d)}{E_u E_e E_d E_\nu V^3} (p_u \cdot p_e)(p_d \cdot p_\nu), \quad (17)$$

这里 p_u, p_d 和 p_e 为四维动量, $E_i (i = u, d, e, \nu)$ 为能量, δ 函数说明能量和动量守恒, V 为体积. 从上式可以看到如果忽略所有夸克的质量和夸克之间的相互作用, 那么粒子的费密动量共线将导致 $p_u \cdot p_e = 0$, 从而跃迁概率为零.

由于反应(1)式, 单位体积内的中微子能量损失率为

$$\epsilon_1 = \frac{6}{V} \int d^3p_u d^3p_e d^3p_d d^3p_\nu dE_\nu \frac{V^4}{(2\pi)^{12}} W_1 E_\nu f_d (1 - f_u)(1 - f_e), \quad (18)$$

其中“6”是对 d 夸克的自旋态和色量子态求和的结果. f_u, p_d 和 f_e 为夸克和电子气体的 Fermi-Dirac 分布函数.

经过积分运算, 得到

$$\epsilon_1 = \frac{457\pi}{1680\hbar^{10}c^6} G_F^2 \cos^2\theta_c (1 - a^{-1} \cos\theta_{ue}) a^{-2} p_{F_u} p_{F_d} p_{F_e} (kT)^6, \quad (19)$$

其中 $a = (1 - 2\alpha_c/\pi)^{-1/3}$, 因此(19)式与文献[8]给出的公式不同. 如果 $p_{F_u}, p_{F_d}, p_{F_e}$ 构成三角形, 则 p_{F_u} 与 p_{F_e} 的夹角 θ_{ue} 满足

$$\cos\theta_{ue} = \frac{p_{F_d}^2 - p_{F_u}^2 - p_{F_e}^2}{2p_{F_u}p_{F_e}}. \quad (20)$$

由同样的步骤得到

$$\epsilon_2 = \epsilon_1, \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_3 = \epsilon_4 = & \frac{457\pi}{1680\hbar^{10}c^6} G_F^2 \sin^2\theta_c (1 - a^{-1} \cos\theta'_{ue}) a^{-4} p_{F_u} p_{F_d} p_{F_e} \\ & \times \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \mu_i}{\partial p_{F_i}} \right)^{-1} (kT)^6, \end{aligned} \quad (22)$$

其中

$$\cos\theta'_{ue} = \frac{p_{F_d}^2 - p_{F_u}^2 - p_{F_e}^2}{2p_{F_u}p_{F_e}}, \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \mu_i}{\partial p_{F_i}} \right)^{-1} = & \frac{1}{p_{F_i}^2 c^2} \left\{ \mu_i (\mu_i^2 - m_i^2 c^4)^{1/2} - \frac{2\alpha_c}{\pi} \left[\mu_i^2 - \frac{4}{3} m_i^2 c^4 \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\mu_i m_i^2 c^4}{(\mu_i^2 - m_i^2 c^4)^{1/2}} \ln \left(\frac{\mu_i + (\mu_i^2 - m_i^2 c^4)^{1/2}}{\rho_R} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (24)$$

需要说明的是, 如果 $|\cos\theta_{ue}| > 1$, 则 $p_{F_u}, p_{F_d}, p_{F_e}$ 不能构成三角形, 反应过程中动量不守恒, 因而反应(1)和(2)式不能进行; 对于反应(3)和(4)式, 如果 $|\cos\theta'_{ue}| > 1$, 那么它们也不能进行.

四、奇异星的冷却

因为奇异物质在零压强时稳定,所以奇异星可能有一密度从 $4 \times 10^{14} \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 突然变为零的表面,厚度为 $1 \text{fm}^{[3]}$ 。然而,由于吸积,奇异星会有一个类似于中子星外壳的薄壳^[3]。我们假设奇异星的壳与同质量的中子星外壳具有相同的结构,并假设内部为均匀的奇异物质。本文所用的参数见表 1。为了比较,对于中子星情形,本文取与模型 A 和 B

表 1 奇异星的物理参数

	α_c	密度/ fm^{-3}	质量/ M_\odot	半径/km
模型 A	0.17*	0.2902*	1.0	10
模型 B	0.45*	0.2948*	1.1	10

* 取自文献 [4]。

相同的质量和半径。在文献[11]的近似下,表面温度 T_s 和内部温度 T 的关系可简化为^[11]

$$T_{s,7} = 0.782 T_9^{0.706} g_{s,14}^{1/4}, \quad (25)$$

其中 $g_{s,14}$ 为奇异星(或中子星)的表面重力加速度^[11]

$$g_{s,14} = 1.33 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) R_6^{-2} \left[1 - 0.295 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) R_6^{-1} \right]^{-1/2} \text{cm} \cdot \text{s}^{-2}. \quad (26)$$

根据表 1 的参数,我们发现 $|\cos \theta_{uc}| < 1$ 以及 $|\cos \theta'_{uc}| > 1$, 这说明在给定的参数下只有反应(1)和(2)式产生中微子,而反应(3)和(4)式不能进行。

冷却方程^[6]

$$C_v \frac{dT}{dt} = -(L_\nu + L_r), \quad (27)$$

其中 C_v 为热容量,在中子星情形下^[6],

$$C_v^{(N)} = \pi^2 N k (\hbar T) (p_{F_n}^2 c^2 + m_n^2 c^4)^{1/2} (p_{F_n} c)^{-2}, \quad (28)$$

其中 N 为中子总数, p_{F_n} 为中子的费密动量, m_n 为中子的质量,在给定的参数下,

$$C_v^{(N)} = 9.0 \times 10^{38} T, \quad \text{erg} \cdot \text{K}^{-1}. \quad (29)$$

对于奇异星

$$C_v^{(S)} = \pi^2 N k (\hbar T) \sum_{i=u,d,s} \frac{Y_i}{p_{F_i} c}, \quad (30)$$

在给定的参数下,

$$C_v^{(S)} = 1.53 \times 10^{39} T, \quad \text{erg} \cdot \text{K}^{-1}. \quad (31)$$

在(27)式中, L_ν 为总的中微子光度。对于内部为均匀核物质的中子星,本文仅考虑修改的 URCA 过程,这样 L_ν 为^[6]

$$L_\nu^{(N)} = 5.3 \times 10^{39} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{n_o}{n_b} \right)^{1/3} T_9^8 \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (32)$$

对于奇异星,由(19)和(21)式得

$$L_\nu^{(N)} = \begin{cases} 1.91 \times 10^{43} T_9^6 & \text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \text{ (模型 A),} \\ 2.97 \times 10^{43} T_9^6 & \text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \text{ (模型 B).} \end{cases} \quad (33)$$

(27)式中, L_s 为表面光度,

$$L_s = 7.1 \times 10^3 T_{s,7}^4 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (34)$$

由于引力红移, 远处观测者所测量的表面温度为

$$T_s^\infty = T_s \left[1 - 0.295 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) R_s^{-1} \right]^{1/2}. \quad (35)$$

我们考虑初始温度 $T_i \approx 10^9 - 10^{10} \text{K}$, 这是恒星坍缩过程中形成的致密天体和超新星遗迹中观测的致密星的典型温度范围. 冷却过程的计算结果如图 2 所示.

从图 2 看到, 奇异星的表面温度在 $t \approx 1 - 10^5 \text{a}$ 的时间内比同质量的中子星的表面温度低得多. 还发现在 $t > 1 \text{a}$ 模型 A 和 B 的冷却过程的差别不大, 表明奇异星的物理参数 (如 α_c) 对 $t > 1 \text{a}$ 的冷却影响较小. 对于 $T_i = 10^9 \text{K}$ 情形, 早期冷却出现平台. 由于奇异星的中微子发射更有效, 所以奇异星的平台比中子星的平台要短得多.

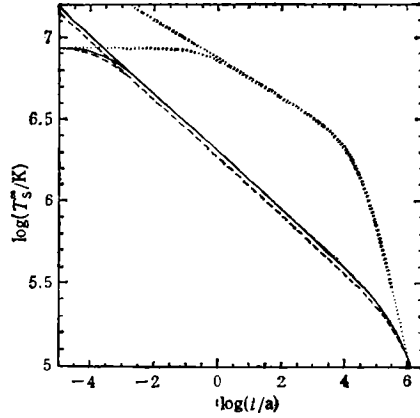


图 2 冷却过程 点线对应于中子星情形, 实线和虚线分别对应于奇异星的模型 A 和 B ; 每一类线的上线为 $T_i = 10^{10} \text{K}$ 的结果; 下线为 $T_i = 10^9 \text{K}$ 的结果

五、讨论与结论

本文考虑了这样的情形, 即有薄壳的均匀奇异星和中子星. 在文献[11]的近似下, 简化了对冷却过程的处理方法, 并且详细研究了奇异星和中子星的冷却过程.

在研究中子星的冷却过程时, 只考虑修改的 URCA 过程. 实际上, 有三种机制可以改变中子星的冷却. 第一种是 π 凝聚. 当中子星核区 $n_b \geq 2n_0$ 时, 由于 π 介子与核子之间的相互作用, 一个中子会产生一个质子和一个 π 介子. 因为 π 介子的自旋为零, 它们会形成 Bose-Einstein 凝聚^[6] (与模型 A 和 B 对应的中子星不会出现此现象). π 凝聚的出现大大增加中微子发射率, 因而加快中子星冷却^[6]. 第二种机制是 K 凝聚. 当核区 $n_b \geq 3n_0$ 时, 可能产生奇异的夸克-反夸克对 (即 K 介子)^[6]. K 凝聚的出现也提高中微子发射率, 因而缩短了冷却时标. 第三是超流和超导. 在中子星内部存在中子超流和质子超导^[6]. 它们将产生以下两个效应: 使比热降低 $e^{-T_{\text{crit}}/T}$ 因子^[17] (T_{crit} 为从正常态到超流态的相变温度); 使中微子发射率降低^[6]. 总效果是在 $t < 10^5 \text{a}$ 内超流和超导的出现提高了中子星的表面温度^[17]. 如果我们构造这样的中子星模型: 核区为 π (或 K) 凝聚, 中间为超流和超导以及外面为薄壳, 那么基于这个模型人们可以研究中子星的冷却. 最近的计算^[9,17]表明, 在 $t > 10^5 \text{a}$ 基于这个模型的中子星与奇异星的温差 (指表面温度) 比图 2 所示的要小, 但在 $t < 10^5 \text{a}$ 即使考虑这个模型也可得到图 2 所显示的结论.

很多证据表明, 在中子星表面存在很强的磁场 (见文献[18]的小结). 奇异星表面可能也有强磁场. 在考虑表面温度与内部温度的关系时, 我们没有说明强磁场对它的影响.

Hernquist^[19] 发现均匀的强磁场对 neutron 壳层的热结构影响较小。

从以上讨论可以得到,在 $1a < t < 10^5 a$ 奇异星的表面温度比同年代的中子星的表面温度低得多。所以人们可以根据观测从年轻致密天体的表面温度来判断该天体是奇异星还是中子星。

- [1] E. Witten, *Phys. Rev.*, **D30** (1984), 272.
- [2] E. Farhi and R. L. Jaffe, *Phys. Rev.*, **D30** (1984), 2379.
- [3] C. Alcock, E. Farhi and A. Olinto, *Astrophys. J.*, **310** (1986), 261.
- [4] P. Haensel, J. L. Zdunik and R. Schaeffer, *Astron. Astrophys.*, **160** (1986), 121.
- [5] J. A. Frieman and A. Olinto, *Nature*, **341** (1989), 633.
- [6] S. L. Shapiro and S. A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars* (New York: Wiley, 1983), chaps. 9&11.
- [7] M. Colpi and J. C. Miller, *Astrophys. J.*, **388** (1992), 513.
- [8] R. C. Duncan, S. L. Shapiro and I. Wasserman, *Astrophys. J.*, **267** (1983), 358.
- [9] P. M. Pizzochero, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 2425.
- [10] S. Tsuruta, *Comments Astrophys.*, **11** (1986), 151.
- [11] E. H. Gudmundsson, C. J. Pethick, and R. I. Epstein, *Astrophys. J.*, **272** (1983), 286.
- [12] Q. D. Wang and T. Lu, *Phys. Lett.*, **B148** (1984), 211.
- [13] M. Aguilar-Benitez *et al.*, Particle Properties Data Booklet (North-Holland, 1990), p. 17
- [14] S. Weinberg, *Phys. Rev.*, **D5** (1972), 1412.
- [15] L. Hernquist and J. H. Applegate, *Astrophys. J.*, **287** (1984), 244.
- [16] G. E. Brown, K. Kubodera and M. Rho, *Phys. Lett.*, **B192** (1987), 273.
- [17] D. Page and E. Baron, *Astrophys. J. Lett.*, **354** (1990), L17.
- [18] Z. G. Dai, Q. H. Peng and T. Lu, *Acta Astrophysica Sinica*, **13**(1993), 1.
- [19] L. Hernquist, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **213** (1985), 313.

COOLING OF A STRANGE STAR

DAI ZI-GAO LU TAN

Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210008

(Received 4 May 1993)

ABSTRACT

Since the equilibrium composition of strange matter is crucial to the accurate calculation of its neutrino energy loss rates, we determine the composition by using the thermodynamic potentials (per unit volume) of the strange matter, and find that the electron abundance decreases with the strong interaction coupling constant or baryon density. After deriving the formula of neutrino energy loss rates of the strange matter, we study the cooling of a homogeneous strange star with a thin crust in detail, and compare it with that of a neutron star. We conclude that the surface temperature of a young strange star is much less than that of a young neutron star of the same age, so one can distinguish between a strange star and a neutron star.

PACC: 2165; 9760J