

文章编号: 1007-4627(2005)04-0429-05

## 前中子星内的 $\bar{K}$ 凝聚和超子的生成\*

谷建法<sup>1</sup>, 郭 华<sup>1,2</sup>, 李希国<sup>2</sup>, 刘玉鑫<sup>1,2,3</sup>, 许甫荣<sup>1,2</sup>

(1 北京大学技术物理系与重离子物理研究所, 北京 100871;

2 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 甘肃 兰州 730000;

3 北京大学物理学院, 北京 100871)

**摘 要:** 用相对论平均场下的手征强子模型研究了前中子星内  $\bar{K}$  凝聚和超子的生成。结果显示, 前中子星内的中微子束缚使得出现  $K^-$  凝聚的临界密度推迟到更高的重子密度, 而  $\bar{K}^0$  凝聚无法出现。同时中微子束缚使得前中子星的状态方程变硬, 从而前中子星的最大质量变大。如果考虑超子, 前中子星内无法出现  $\bar{K}$  凝聚, 同时系统的状态方程变软(与不含超子的情况相比), 从而对应前中子星的最大质量变小。

**关键词:** 前中子星; 手征强子模型;  $\bar{K}$  凝聚

**中图分类号:** P145.6      **文献标识码:** A

### 1 引言

近年来, 中子星和前中子星的产生和演化过程受到人们广泛的关注<sup>[1-5]</sup>。前中子星产生于超新星的爆发阶段, 星体的内核由于引力作用产生强烈的坍缩, 组成内核物质的电子与质子发生俘获反应, 即  $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ , 产生了大量的电子中微子。此时致密星体内的质子、中子、电子和电子中微子处于一定的平衡状态之中, 中微子可以束缚在星体内一段时间, 处于此阶段的星体称为前中子星。对于前中子星性质的研究有助于加深人们对恒星演化过程的认识。近年来, 这方面的理论研究工作已经获得了一定的成果。例如, 利用非线性 Walecka 模型在等熵过程和等温过程中研究了前中子星的性质<sup>[2, 3, 5]</sup>。同时, 由于观测技术的发展, 尤其是对 SN1987A 的观测与分析, 对现有的理论结果给予了一定的支持<sup>[1]</sup>。

在相对论平均场理论框架下, 重子之间的相互作用通过交换  $\sigma$ ,  $\omega$  和  $\rho$  介子来进行。本文采用了最近由 Furnstahl, Serot 和 Tang 提出的手征强子模型(简称 FST 模型)<sup>[6]</sup>。该模型反映了强相互作用的非线性手征对称性、破缺标度不变性和矢量为主贡献等特点。利用在核物质饱和和密度处的性质及部

分有限核性质定出模型参数, 该模型可以很好地用于描述核物质和有限核<sup>[6-8]</sup>。由于中子星和前中子星内强相互作用起至关重要的作用, 用来描述它们的模型应该能够反映 QCD 强相互作用理论的重要特征。因此与其他模型相比, FST 模型更适用于描述中子星和前中子星。本文将用 FST 模型研究前中子星内的  $\bar{K}$  凝聚和超子的引入对前中子星性质的影响。

### 2 基本公式

FST 模型的拉氏密度<sup>[6]</sup>为

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_B \bar{\psi}_B \left[ i\gamma_\mu D_\mu^B + g_{AB} \gamma^\mu \gamma_5 a_\mu - M_B + \right. \\ & \left. g_{\sigma B} \phi - \frac{1}{2} g_{\rho B} \gamma_\mu \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{b}^\mu \right] \psi_B + \\ & \frac{1}{2} \left[ 1 + \eta \frac{\phi}{S_0} + \dots \right] \cdot \\ & \left[ \frac{1}{2} f_\pi^2 \text{tr}(\partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger) + m_\omega^2 V_\mu V^\mu \right] - \\ & \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{4!} \xi (g_\omega^2 V_\mu V^\mu)^2 + \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \end{aligned}$$

收稿日期: 2005-09-19

\* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10275002, 10435080, 10425521, 10135030); 教育部科学技术研究重点(重大)项目(305001); 中国科学院知识创新方向性项目(KJCXZ-SW-No2)

作者简介: 谷建法(1981-), 男(汉族), 山东聊城人, 在读博士研究生, 从事核天体物理研究; E-mail: gujianfa@163.com

$$H_q \left( \frac{S^2}{S_0^2} \right)^{\frac{2}{3}} \left( \frac{1}{2d} \ln \frac{S^2}{S_0^2} - \frac{1}{4} \right) - \frac{1}{4} \mathbf{G}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{G}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \mathbf{b}_\mu \cdot \mathbf{b}^\mu + \dots + \mathcal{L}_L, \quad (1)$$

其中,  $\psi_B (B=n, p, \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0, \Xi^-, \Xi^0)$  表示重子场,  $D_B^\mu \equiv \partial^\mu + i v^\mu + i g_{\omega B} V^\mu$  为重子的手征协变微商,  $U, v_\mu$  和  $a_\mu$  与  $\pi$  介子场有关, 实数  $\eta$  为标量场与矢量场相互耦合的系数,  $\xi$  为矢量场自相互作用系数, 系数  $H_q$  代表胶球的贡献, 且  $m_s^2 = 4H_q / (d^2 S_0^2)$ ,  $S(x) \equiv S_0 - \phi(x)$ .  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$  和  $\mathbf{G}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{b}_\nu - \partial_\nu \mathbf{b}_\mu$  分别为  $\omega$  和  $\rho$  介子场张量.  $g_\Lambda = 1.23$  和  $f_\pi = 93.0$  MeV 分别为轴矢量耦合系数和  $\pi$  介子衰变常数.  $\mathcal{L}_L$  表示轻子场的拉氏密度.

在平均场近似下, 对于无限大均匀核物质, 介子场看作是与时空变量无关的常数, 即  $\phi \rightarrow \phi_0 \equiv \langle \phi \rangle$ ,  $V_\mu \rightarrow \langle V_\mu \rangle \equiv \delta_{\mu,0} V_0$ ,  $\mathbf{b}_{\mu,3} \rightarrow \langle \mathbf{b}_{\mu,3} \rangle \equiv \delta_{\mu,0} b_0$ , 与  $\pi$  场相关的量没有贡献. 平均场近似的 FST 模型拉氏密度可以写为

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{MFA} = & \sum_B \bar{\psi}_B [i \gamma_\mu \partial^\mu - M_B^* - g_{\omega B} \gamma^0 V_0 - \frac{1}{2} g_{\rho B} \tau_3 \gamma^0 b_0] \psi_B + \frac{1}{2} \left( 1 + \eta \frac{\phi_0}{S_0} \right) m_\nu^2 V_0^2 + \\ & \frac{1}{4!} \xi (g_\omega V_0)^4 + \frac{1}{2} m_\rho^2 b_0^2 - \\ & H_q \left( 1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right)^{\frac{4}{3}} \left[ \frac{1}{d} \ln \left( 1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right) - \frac{1}{4} \right] + \\ & \sum_{l=e, \nu_e, \mu, \nu_\mu} \bar{\psi}_l (i \gamma_\mu \partial^\mu - m_l) \psi_l, \quad (2) \end{aligned}$$

其中重子有效质量  $M_B^* = M_B - g_{\omega B} \phi_0$ .  $K$  介子的拉矢量密度<sup>[9-12]</sup>为

$$\mathcal{L}_K = D_\mu^* \bar{K} D^\mu K - m_K^* \bar{K} K, \quad (3)$$

其中,  $D_\mu = \partial_\mu + i g_{\omega K} V_\mu + i g_{\rho K} \tau_K b_\mu$ ,  $K = (K^+, K^0)$ ,  $\bar{K} = (K^-, \bar{K}^0)$ ,  $K$  介子的有效能量  $m_K^* = m_K - g_{\omega K} \phi_0$ . 在平均场近似下,  $\bar{K} = (K^-, \bar{K}^0)$  的  $s$  波分量 ( $k=0$ ) 的有效能量为

$$\omega_{K^-, \bar{K}^0} = m_K^* - g_{\omega K} \omega_0 \mp \frac{1}{2} g_{\rho K} b_{03}, \quad (4)$$

(— 对于  $K^-$ , + 对于  $\bar{K}^0$ ).

总的拉矢量密度为  $\mathcal{L} = \mathcal{L}_{MFA} + \mathcal{L}_K$ . 通过对拉矢量密度变分, 得到的  $\sigma, \omega$  和  $\rho$  介子场的运动方程为

$$\frac{\eta}{2S_0} m_\nu^2 V_0^2 + m_\nu^2 S_0 \left( 1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right)^{\frac{4}{3}-1} \ln \left( 1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right) = - \sum_B g_{\omega B} \rho_{\omega B} - g_{\omega K} \sum_K \rho_{\bar{K}}, \quad (5)$$

$$= - \sum_B g_{\omega B} \rho_{\omega B} - g_{\omega K} \sum_K \rho_{\bar{K}}, \quad (5)$$

$$\frac{1}{6} \xi g_\omega^4 V_0^3 + \left( 1 + \eta \frac{\phi_0}{S_0} \right) m_\nu^2 V_0 = \sum_B g_{\omega B} \rho_B - g_{\omega K} \sum_K \rho_{\bar{K}}, \quad (6)$$

$$m_\rho^2 b_0 = \sum_B g_{\rho B} I_{3B} \rho_B + g_{\rho K} \sum_K I_{3K} \rho_{\bar{K}}, \quad (7)$$

式中

$$\rho_{\omega B} = \frac{2J_B + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_{FB}} d^3 k \frac{M_B^*}{(k^2 + M_B^{*2})^{1/2}}, \quad (8)$$

$$\rho_B = (2J_B + 1) \frac{k_{FB}^3}{6\pi^2}, \quad (9)$$

$$\rho_{K^-, \bar{K}^0} = 2m_K^* \bar{K} K. \quad (10)$$

前中子星中总的能量密度  $\epsilon = \epsilon_B + \epsilon_L + \epsilon_{\bar{K}}$ , 则

$$\begin{aligned} \epsilon = & \sum_B \frac{2J_B + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_{FB}} \sqrt{k^2 + M_B^{*2}} d^3 k + \\ & \sum_{l=e, \mu} \frac{1}{4\pi^3} \int_0^{k_{Fl}} \sqrt{k^2 + m_l^2} d^3 k + \frac{k_{Fl}^4}{8\pi^2} + \\ & \sum_B g_{\omega B} V_0 \rho_B + \sum_B g_{\rho B} I_{3B} b_0 \rho_B - \frac{1}{2} m_\rho^2 b_0^2 - \\ & \frac{1}{2} \left( 1 + \eta \frac{\phi_0}{S_0} \right) m_\nu^2 V_0^2 - \frac{1}{4!} \xi (g_\omega V_0)^4 + \\ & m_K^* (\rho_{K^-} + \rho_{\bar{K}^0}) + \\ & H_q \left\{ \left( 1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right)^{\frac{4}{3}} \left[ \frac{1}{d} \ln \left( 1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right) - \frac{1}{4} \right] + \frac{1}{4} \right\}, \quad (11) \end{aligned}$$

由于  $\bar{K}$  介子只考虑  $s$  波的玻色-爱因斯坦凝聚, 他们对系统的压强没有直接贡献.

$$\begin{aligned} p = & \frac{1}{3} \sum_B \frac{2J_B + 1}{(2\pi)^3} \int_0^{k_{FB}} \frac{k^2}{\sqrt{k^2 + M_B^{*2}}} d^3 k + \\ & \frac{1}{3} \sum_{l=e, \mu} \frac{1}{4\pi^3} \int_0^{k_{Fl}} \frac{k^2}{\sqrt{k^2 + m_l^2}} d^3 k + \frac{k_{Fl}^4}{24\pi^2} + \\ & \frac{1}{2} m_\rho^2 b_0^2 + \frac{1}{2} \left( 1 + \eta \frac{\phi_0}{S_0} \right) m_\nu^2 V_0^2 - \frac{1}{4!} \xi (g_\omega V_0)^4 - \\ & H_q \left\{ \left( 1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right)^{\frac{4}{3}} \left[ \frac{1}{d} \ln \left( 1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right) - \frac{1}{4} \right] + \frac{1}{4} \right\}. \quad (12) \end{aligned}$$

由  $n, p, e, \nu_e$  组成的前中子星内部发生的主要反应为  $p + e^- \rightleftharpoons n + \nu_e$ , 其平衡条件可以表示为

$$\mu_p + \mu_e = \mu_n + \mu_{\nu_e}. \quad (13)$$

前中子星内部有可能发生反应  $N \rightleftharpoons N + \bar{K}$  和  $e^- \rightleftharpoons K^- + \nu_e$ , 化学势满足:

$$\mu_n - \mu_p = \mu_{K^-} = \mu_e - \mu_{\nu_e}, \quad (14)$$

$$\mu_{\bar{K}^0} = 0. \quad (15)$$

因此，当  $K^-$  介子的有效能量满足  $\omega_{K^-} = \mu_{K^-} = \mu_e - \mu_{\nu_e}$  时，前中子星内部出现  $K^-$  凝聚。同理，当  $\bar{K}^0$  的有效能量  $\omega_{\bar{K}^0} = \mu_{\bar{K}^0} = 0$  时，系统出现  $\bar{K}^0$  凝聚。

当化学势满足以下条件时，前中子星内部能够出现超子

$$\mu_\Lambda = \mu_{\Sigma^0} = \mu_{\Xi^0} = \mu_n, \quad (16)$$

$$\mu_{\Sigma^-} = \mu_{\Xi^-} = \mu_n + \mu_e - \mu_{\nu_e}, \quad (17)$$

$$\mu_{\Sigma^+} = \mu_p = \mu_n - \mu_e + \mu_{\nu_e}. \quad (18)$$

前中子星内部系统电中性和轻子数守恒，即

$$\sum_B q_B \rho_B - \rho_{K^-} - \rho_e - \rho_\mu = 0, \quad (19)$$

$$Y_l = \frac{\rho_e + \rho_{\nu_e}}{\rho_B}. \quad (20)$$

### 3 计算结果与讨论

FST 模型有 3 组参数 ( $T_1, T_2, T_3$ )<sup>[6]</sup>，计算表明它们给出的物理结论是一致的，不失一般性。本文选用  $T_3$  参数进行计算。 $T_1$  参数为  $g_s^2 = 109.5$ ,  $g_v^2 = 178.6$ ,  $g_p^2 = 67.2$ ,  $\xi = 0.0346$ ,  $\eta = -0.160$ ,  $d = 3.50$ ,  $m_s = 508$  MeV,  $S_0 = 89.8$  MeV,  $H_0^{1/4} = 283$  MeV。矢量介子质量分别为  $m_v = 783$  MeV,  $m_\rho = 770$  MeV, 核子和电子质量分别为  $M = 939$  MeV,  $m_e = 0.5$  MeV, 中微子质量  $m_{\nu_e} = 0$ 。

$K$  介子和矢量介子的耦合常数可以由其与核子和矢量介子的耦合常数的关系得出： $g_{\omega K} = \frac{1}{3} g_{\omega N}$  和  $g_{\rho K} = g_{\rho N}$ 。 $K$  介子与标量介子  $\sigma$  的耦合常数由饱和密度时  $\bar{K}$  介子光学势的实数部分决定： $U_{\bar{K}}(\rho_0) = -g_{\sigma K} \phi_0 - g_{\omega K} V_0$ 。由于  $\bar{K}$  介子光学势的取值范围  $-120 \sim -180$  MeV，本文选用  $U_{\bar{K}}(\rho_0) = -160$  MeV 进行计算。

超子与矢量介子的耦合常数由  $SU(6)$  对称性给出： $g_{\omega \Xi} = \frac{1}{2} g_{\omega \Sigma} = \frac{1}{2} g_{\omega \Lambda} = \frac{1}{3} g_{\omega N}$ ,  $g_{\rho \Xi} = \frac{1}{2} g_{\rho \Sigma} = g_{\rho N}$  和  $g_{\rho \Lambda} = 0$ 。超子与标量介子  $\sigma$  的耦合常数由超子在饱和密度处的势阱深度决定： $U_Y^N(\rho_0) = -g_{\sigma Y} \sigma_0 + g_{\omega Y} V_0$  ( $Y = \Lambda, \Sigma, \Xi$ )。其中， $\Lambda$  超子在饱和密度处的势阱深度取值为  $U_\Lambda^N(\rho_0) = -30$  MeV<sup>[13]</sup>；由于  $\Sigma$  超子在饱和密度处的势阱深度至今没有确切的数

值，其取值有一定的范围  $-30 \sim +30$  MeV，在核物质中对束缚的  $\Sigma$  需要吸引势，因此我们选  $U_\Sigma^N(\rho_0) = -28$  MeV<sup>[14]</sup>；根据最近的实验数据取  $U_\Xi^N(\rho_0) = -18$  MeV<sup>[15]</sup>。根据这些势阱深度数值求出对应的耦合常数。

文中用参数  $Y_l = \frac{\rho_e + \rho_{\nu_e}}{\rho}$  描述前中子星中轻子数的含量，本文取  $Y_l = 0.4$ <sup>[1, 11]</sup>。

图 1 给出了  $U_{\bar{K}} = -160$  MeV 时  $\bar{K}$  介子的有效能量随重子密度的变化。从图中可以看出，在 FST 模型下，不考虑中微子束缚的 ( $n, p, e, \mu, K$ ) 系统 (用实线表示) 出现  $K^-$  凝聚的临界密度为  $3.06\rho_0$ ,  $\bar{K}^0$  凝聚的临界密度为  $6.14\rho_0$ ；引入中微子束缚，( $n, p, e, \mu, \nu_e, K$ ) 系统 (用划线表示) 出现  $K^-$  凝聚的临界密度为  $4.5\rho_0$ ,  $\bar{K}^0$  凝聚的临界密度为  $7.42\rho_0$ 。因此可以看出，中微子束缚使得系统出现  $K^-$  凝聚的临界密度推迟到更高的密度，由于前中子星最大质量对应的中心密度低于  $\bar{K}^0$  凝聚的临界密度， $\bar{K}^0$  凝聚无法出现；引入超子使得 ( $n, p, e, \mu, \nu_e, K, H$ ) 系统 (用点线表示) 无法出现  $\bar{K}$  凝聚。

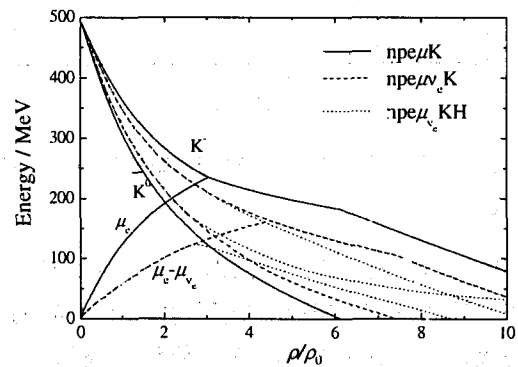


图 1 在 FST 模型的  $T_3$  参数下， $\bar{K}$  介子的有效能量随重子密度的变化曲线，核物质饱和密度处的  $\bar{K}$  光学势深度取为  $U_{\bar{K}} = -160$  MeV

图 2 给出了  $U_{\bar{K}} = -160$  MeV 时 (前) 中子星内各成分含量随重子密度的变化。由图可以看出，在不考虑超子的情况下，无论有无中微子束缚，系统都可以出现  $K^-$  凝聚，而  $\bar{K}^0$  凝聚无法出现。 $\bar{K}^0$  凝聚无法出现的原因是  $\bar{K}^0$  凝聚的临界密度高于前中子星最大质量对应的中心密度。对于 ( $n, p, e, \mu, K$ ) 系统，当重子密度超过  $K^-$  凝聚的临界密度后， $K^-$  的含量迅速增加。为了保持系统呈电中性，电子和  $\mu$  介子的含量相应减少，同时质子的含量开始增

加。在高密度区，中子、质子和  $K^-$  的含量趋于相等。引入中微子束缚，当  $(n, p, e, \mu, \nu_e, K)$  系统出现  $K^-$  凝聚后， $K^-$  含量迅速增加， $\mu$  介子含量降低，受条件  $Y_e = 0.4$  的限制，电子含量变化不大，中微子  $\nu_e$  含量略有升高。当考虑超子， $(n, p, e, \mu, \nu_e, K, H)$  系统将无法出现  $K^-$  凝聚，这与图 1 的结果相一致。

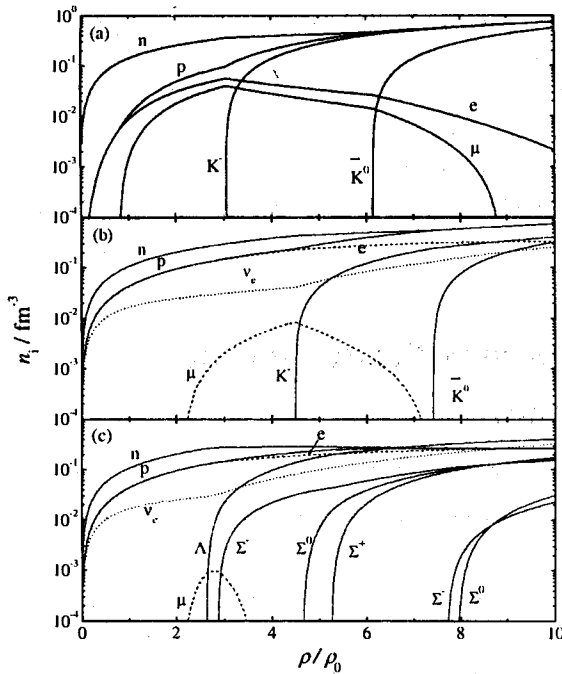


图 2 (前)中子星内各成分的粒子数密度随重子密度的变化曲线

图 3 左边给出了计算的  $U_{\bar{K}} = -160$  MeV 时(前)中子星在 FST 模型下压强与能量密度的关系。由图可以看出，引入中微子束缚使得系统的状态方程(EOS)变硬。图中实线和划线的节点对应着系统出现  $\bar{K}$  凝聚， $\bar{K}$  凝聚使得系统的 EOS 变软，其原因归结为  $\bar{K}$  介子强烈的吸引势。当系统引入超子， $(n, p, e, \mu, \nu_e, K, H)$  系统的 EOS 变软(与  $(n, p, e, \mu, \nu_e, K)$  系统相比)。

通过求解决定星体结构的 Tolman-Oppenheimer-Volkoff 方程，可以确定前中子星的性质。图 3 右边表示计算的  $U_{\bar{K}} = -160$  MeV 时(前)中子星的质量与中心能量密度的关系。由图可以看出， $(n,$

$p, e, \mu, K)$  系统的最大质量为  $1.81M_{\text{sun}}$  ( $M_{\text{sun}}$  代表太阳质量)，当引入中微子束缚， $(n, p, e, \mu, \nu_e, K)$  系统的最大质量略升为  $1.92M_{\text{sun}}$ ，当考虑超子的影响， $(n, p, e, \mu, \nu_e, K, H)$  系统的最大质量为  $1.72M_{\text{sun}}$ 。因此，我们可以得出结论：在考虑  $\bar{K}$  凝聚下，中微子束缚使得前中子星的最大质量变大，而超子的引入使前中子星的最大质量变小，这与图 3 左边的结果相一致。

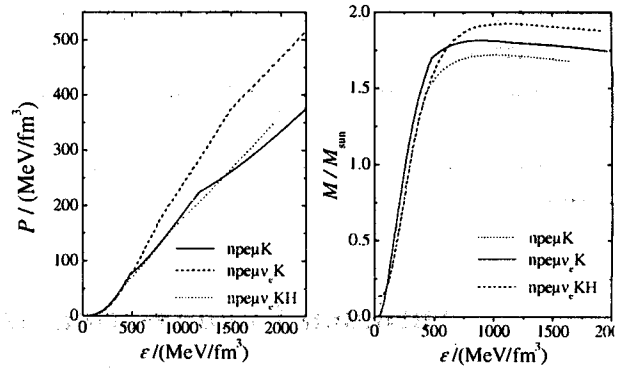


图 3 (前)中子星内的压强和能量密度的变化曲线(左)和(前)中子星的质量与能量密度的变化曲线(右)

### 4 总结

本文用 FST 模型计算了中微子束缚和超子对前中子星内  $\bar{K}$  凝聚及前中子星性质的影响。结果显示：中微子束缚使系统出现  $K^-$  凝聚的临界密度推到更高的密度，由于前中子星最大质量对应的中心密度低于  $\bar{K}^0$  凝聚的临界密度， $\bar{K}^0$  凝聚无法出现；引入超子， $(n, p, e, \mu, \nu_e, K, H)$  系统无法出现  $\bar{K}$  凝聚。对于  $(n, p, e, \mu, K)$  系统， $K^-$  凝聚出现后， $K^-$  介子含量增加取代电子和  $\mu$  介子保持系统的电中性，在高密度区，中子、质子和  $K^-$  的含量趋于相等；引入中微子束缚，受到  $Y_e = 0.4$  限制，电子含量变化不大，中微子  $\nu_e$  含量略有升高。中微子束缚使得系统的状态方程变硬，从而含有中微子束缚的前中子星的最大质量变大；引入超子， $(n, p, e, \mu, \nu_e, K, H)$  系统的状态方程(EOS)变软，前中子星的最大质量变小。

## 参 考 文 献:

- [1] Prakash M, Bombaci I, Prakash M, *et al.* Phys Rep, 1997, **B280**: 1.
- [2] Chiapparini M, Rodrigues H, Duarte S B. Phys Rev, 1996, **C54**: 936.
- [3] Sumiyoshi K, Kuwabara H, Toki H. Nuc Phys, 1995, **A581**, 725.
- [4] Guo Hua, Zhou Ran. Chin Phys Lett, 2002, **19**: 1 432.
- [5] Manka R, Zastawny-Kubica M, Brzezina A, *et al.* J Phys, 2001, **G27**: 1 917.
- [6] Furnstahl R J, Tang H B, Serot B D. Phys Rev, 1995, **C52**: 1 368.
- [7] Furnstahl R J, Tang H B, Serot B D. Nucl Phys, 1996, **A598**: 539.
- [8] Furnstahl R J, Serot B D, Tang H B. Nucl Phys, 1997, **A615**: 441.
- [9] Glendenning N K, Schaffner-Bielich J. Phys Rev, 1998, **C60**: 025803.
- [10] Pal S, Bandyopadhyay D, Greiner W. Nucl Phys, 2000, **A674**: 553.
- [11] Sarmistha Banik, Debades Bandyopadhyay. Phys Rev, 2001, **C63**: 035802.
- [12] Schaffner J, Mishustin I N, Bondorf J. Nucl Phys, 1997, **A625**: 325, and references therein.
- [13] Dover C D, Gal A. Prog Part Nucl Phys, 1984, **12**: 171.
- [14] Dover C D, Millener D J, Gal A. Phys Rep, 1989, **A184**: 1.
- [15] Fukuda, *et al.* Phys Rev, 1998, **C58**: 1 306.

## Antikaon Condensation and Hyperons Production in Protoneutron Stars\*

GU Jian-fa<sup>1</sup>, GUO Hua<sup>1,2</sup>, LI Xiguo<sup>2</sup>, LIU Yu-xin<sup>1,2,3</sup>, XU Fu-rong<sup>1,2</sup>

(1 *Department of Technical Physics, and MOE Laboratory of Heavy Ion Physics, Peking University, Beijing 100871, China;*

2 *Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China;*

3 *Department of Physics, Peking University, Beijing 100871, China*)

**Abstract:** A chiral hadronic model is extended to investigate antikaon condensation and hyperons production of protoneutron stars. Our results show that neutrino trapping makes the critical density of  $K^-$  condensation delay to higher density and  $\bar{K}^0$  condensation not occur. Meanwhile, the equation of state (EOS) of (proto)neutron star matter considering neutrino trapping is stiffer than the case without neutrino trapping. Therefore the maximum masses of protoneutron stars with neutrino trapping are larger than those without neutrino trapping. If hyperons are considered, antikaon condensation does not appear in (proto)neutron stars. Meanwhile, the corresponding EOS becomes much softer, and the maximum masses of (proto)neutron stars are smaller than those without hyperons.

**Key words:** chiral hadronic model; antikaon condensation; protoneutron star

\* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China (10275002, 10435080, 10425521, 10135030); Key Grant Project of the Chinese Ministry of Education (305001); Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences (KJCXZ-SW-No2)