

# $\sigma^*$ 和 $\phi$ 介子对有限温度中子星物质的影响\*

赵先锋<sup>1,2;1)</sup> 王顺金<sup>1</sup> 张华<sup>1</sup> 贾焕玉<sup>3</sup>

1 (四川大学物理科学与技术学院 成都 610065)

2 (西南交通大学峨眉校区基础课部 峨眉山 614202)

3 (西南交通大学现代物理研究所 成都 610031)

**摘要** 考虑到  $\sigma^*$ ,  $\phi$  介子的贡献及重子八重态  $\{n, p, \Lambda, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^-, \Xi^0\}$ , 采用相对论平均场方法, 在 5—25MeV 的有限温度范围内, 对中子星物质的性质进行了研究. 发现当考虑到  $\sigma^*$ ,  $\phi$  介子的贡献后, 超子出现的临界密度降低了(但对  $\Lambda$  超子, 影响并不显著), 超子的粒子数密度增加了, 在能量密度较高时物态方程变软, 中子星的最大质量变小而相应的半径增大, 中子星的中心粒子数密度、中心能量密度和中心压强都降低了. 当温度为较低的  $T=5\text{MeV}, 10\text{MeV}$  时,  $\sigma^*, \phi$  介子的参与使出现  $\Sigma^0, \Xi^0, \Sigma^+$  超子的临界密度极大地降低了; 但当温度为较高的  $T=15\text{MeV}, 20\text{MeV}, 25\text{MeV}$  时, 影响则较小. 对于  $\Lambda, \Sigma^-, \Xi^-$  超子来说, 在上述所有温度下,  $\sigma^*, \phi$  介子对超子出现的临界密度的影响都不明显.

**关键词** 中子星 超子 物态方程

## 1 引言

超新星爆发后, 其核心可能形成中子星, 也可能形成黑洞, 这与热核物质状态方程有很大关系. 当形成中子星时, 其核心物质除了具有核子自由度外, 还存在超子自由度. 核子之间或超子与核子之间通过交换  $\sigma, \omega, \rho$  介子而相互作用. 这种模型被称为  $\sigma + \omega$  模型<sup>[1-3]</sup>. 考虑到在中子星内部超子之间也应该有相互耦合作用, Schaffner 提出在中子星之内还应该存在两种介子: 标量介子  $f_0(975)$  (记为  $\sigma^*$ ) 和矢量介子  $\phi(1020)$ , 这两种介子仅在超子之间有耦合作用<sup>[4, 5]</sup>. 基于此模型, 人们对中子星物质的性质作了许多研究工作. 但只计算了零温中子星物质的性质<sup>[6]</sup>, 没有考虑到温度效应.

另一方面, 虽然基于  $\sigma + \omega$  模型人们对有限温度中子星物质的性质也进行了广泛的计算研究工作, 但是这些计算工作仅考虑了核子之间或超子与核子之间的相互作用, 超子之间的相互作用即  $\sigma^*, \phi$  介子的贡献却并未考虑.

鉴于上述情况, 本文采用相对论平均场理论, 除

了考虑到核子之间或超子与核子之间的  $\sigma, \omega, \rho$  介子的耦合作用之外, 还考虑了仅存在于超子之间的  $\sigma^*, \phi$  介子的贡献, 对有限温度下中子星物质的性质进行了研究. 计算中考虑的重子为重子八重态  $\{n, p, \Lambda, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^-, \Xi^0\}$ .

## 2 相对论平均场理论和 O-V 方程

中子星物质的 Lagrangian 密度为

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_B \bar{\Psi}_B [(i\gamma_\mu \partial^\mu - g_{\omega B} \gamma_\mu \omega^\mu - \frac{1}{2} g_{\rho B} \tau \cdot \rho^\mu) - \\ & (m_B - g_{\sigma B} \sigma)] \Psi_B + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \\ & \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 - \frac{1}{4} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \\ & \frac{1}{4} \rho_{\mu\nu} \cdot \rho^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \cdot \rho^\mu + \\ & \sum_{\lambda=e,\mu} \bar{\Psi}_\lambda (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_\lambda) \Psi_\lambda + \mathcal{L}^{YY}. \end{aligned} \quad (1)$$

这里最后一项表示标量介子  $\sigma^*$  和矢量介子  $\phi$  的作用.

2006 - 08 - 31 收稿

\* 国家自然科学基金(10375039, 90503008), 教育部博士点基金和兰州重离子加速器国家实验室核理论中心基金资助

1) E-mail: zhaopioneer.student@sina.com

这些新介子仅与超子作用.  $\mathcal{L}^{YY}$  表示为<sup>[5]</sup>

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{YY} = & \sum_B g_{\sigma^*B} \bar{\Psi}_B \Psi \sigma^* - \sum_B g_{\phi B} \bar{\Psi}_B \gamma_\mu \Psi_B \phi^\mu + \\ & \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma^* \partial^\mu \sigma^* - m_{\sigma^*}^2 \cdot \sigma^{*2}) - \\ & \frac{1}{4} \phi_{\mu\nu} \phi^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi_\mu \phi^\mu, \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $\Psi_B$  是重子 B 的 Dirac 旋量, 对应的质量为  $m_B$ .  $\sigma^*, \phi$  分别是  $\sigma^*$  介子、 $\phi$  介子的场量,  $m_{\sigma^*}, m_\phi$  是这些介子的质量.  $g_{\sigma^*B}, g_{\phi B}$  分别表示  $\sigma^*$  介子和  $\phi$  介子与重子 B 的耦合常数. 由于  $\sigma^*, \phi$  介子仅在超子之间作用, 故  $\sigma^*$  介子、 $\phi$  介子与中子、质子之间的耦合常数为零.  $\sum_B g_{\sigma^*B} \bar{\Psi}_B \Psi_B \sigma^* - \sum_B g_{\phi B} \bar{\Psi}_B \gamma_\mu \Psi_B \phi^\mu$  两项代表  $\sigma^*$  介子和  $\phi$  介子与重子 B 相互作用拉氏量, 求和包括所考虑的所有重子, 即 n, p,  $\Lambda, \Sigma, \Xi$ .  $\frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma^* \partial^\mu \sigma^* - m_{\sigma^*}^2 \cdot \sigma^{*2})$  两项表示  $\sigma^*$  介子的自由拉氏量.  $-\frac{1}{4} \phi_{\mu\nu} \phi^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi_\mu \phi^\mu$  两项是  $\phi$  介子的自由拉氏量. 采用相对论平均场近似后, 拉格朗日密度变为

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{L} \rangle = & -\frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \\ & \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_{03}^2 - \frac{1}{2} m_{\sigma^*}^2 \sigma^{*2} + \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi_0^2. \end{aligned} \quad (3)$$

系统的热力学势为

$$\Omega = -PV = -T \ln Z. \quad (4)$$

配分函数为

$$\begin{aligned} \ln Z = & \frac{V}{T} \langle \mathcal{L} \rangle + \sum_B \frac{(2J_B + 1)}{2\pi^2} \int_0^\infty k^2 dk \times \\ & \{ \ln[1 + e^{-(\varepsilon_B(k) - \mu_B)/T}] \} + \\ & \sum_\lambda \frac{(2J_\lambda + 1)}{2\pi^2} \int_0^\infty k^2 dk \{ \ln[1 + e^{-(\varepsilon_\lambda(k) - \mu_\lambda)/T}] \}. \end{aligned} \quad (5)$$

式中  $\varepsilon_B(k), \bar{\mu}_B$  表示重子 B 的反粒子的能量及化学势. 第 2 个求和符号表示对介子  $\sigma, \omega, \rho, \sigma^*, \phi$  求和,  $\varepsilon_M(k) = \sqrt{k^2 + m_M^2}$  表示动量为  $k$  的热激发介子的能量,  $m_M$  为该介子的质量. 第 2 个求和符号表示对轻子  $e, \mu^-$  求和,  $\varepsilon_\lambda(k) = \sqrt{k^2 + m_\lambda^2}$  表示轻子  $e, \mu^-$  的能量本征值.

在 (4) 式中,  $PV$  在一般情况下可理解为压力引起的势能, 根据温度场论平衡态热力学定律, 中子星中相互作用的粒子在处于热力学平衡时, 其各个场量的组份分布应使得温度场论系统的热力学势最小. 因此

有,

$$\frac{\delta \Omega}{\delta \sigma} = \frac{\delta \Omega}{\delta \omega_0} = \frac{\delta \Omega}{\delta \rho_{03}} = \frac{\delta \Omega}{\delta \sigma^*} = \frac{\delta \Omega}{\delta \phi} = 0. \quad (6)$$

由 (3)—(6) 式, 得到介子场方程

$$\begin{aligned} m_\sigma^2 \sigma = & -g_2 \sigma^2 - g_3 \sigma^3 + \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} g_{\sigma B} \times \\ & \int_0^\infty \frac{m_B - g_{\sigma B} \sigma - g_{\sigma^* B} \sigma^*}{\sqrt{k^2 + (m_B - g_{\sigma B} \sigma - g_{\sigma^* B} \sigma^*)^2}} \times \\ & (\exp[(\varepsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} k^2 dk, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} m_{\sigma^*}^2 \cdot \sigma^* = & \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} g_{\sigma^* B} \times \\ & \int_0^\infty \frac{m_B - g_{\sigma B} \sigma - g_{\sigma^* B} \sigma^*}{\sqrt{k^2 + (m_B - g_{\sigma B} \sigma - g_{\sigma^* B} \sigma^*)^2}} \times \\ & (\exp[(\varepsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} k^2 dk, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} m_\omega^2 \omega_0 = & \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} g_{\omega B} b_B \times \\ & \int_0^\infty (\exp[(\varepsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} k^2 dk, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} m_\phi^2 \phi_0 = & \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} g_{\phi B} b_B \times \\ & \int_0^\infty (\exp[(\varepsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} k^2 dk, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} m_\rho^2 \rho_{03} = & \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} g_{\rho B} I_{3B} b_B \times \\ & \int_0^\infty (\exp[(\varepsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} k^2 dk. \end{aligned} \quad (11)$$

类似地, 重子的 Dirac 方程也可以从热力学势极小原理得出,

$$\begin{aligned} (i\gamma_\mu k^\mu - m_B + g_{\sigma B} \sigma + g_{\sigma^* B} \sigma^* - g_{\omega B} \gamma_0 \omega_0 - \\ g_{\phi B} \gamma_0 \phi_0 - \frac{1}{2} g_{\rho B} \gamma_0 \tau_3 \rho_{03}) \varphi_B(k, \lambda) = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

能量本征值为

$$\begin{aligned} e_B(k) = & \sqrt{k^2 + (m_B - g_{\sigma B} \sigma - g_{\sigma^* B} \sigma^*)^2} + \\ & g_{\omega B} \omega_0 + g_{\phi B} \phi_0 + g_{\rho B} \rho_{03} I_{3B}, \end{aligned} \quad (13)$$

此处  $\sigma, \sigma^*, \omega_0, \phi_0$  和  $\rho_{03}$  代表静态期望值. 中子星物质中的各种粒子处于  $\beta$  平衡, 在没有中微子被束缚的条件下, 平衡条件用化学势可表示为

$$\mu_B = \mu_n + q_B \mu_e, \quad \mu_e = \mu_{\mu^-}. \quad (14)$$

其中  $\mu_B, \mu_n, \mu_e, \mu_{\mu^-}$  分别为重子、中子、电子及  $\mu^-$  子

的化学势,  $q_B$  为重子电荷数. 总重子数密度为

$$\rho = \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} b_B \int_0^\infty (\exp[(\varepsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} k^2 dk. \quad (15)$$

电中性条件表示为

$$0 = \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} q_B \int_0^\infty (\exp[(\varepsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} k^2 dk + \sum_\lambda \frac{2J_\lambda + 1}{2\pi^2} q_\lambda \int_0^\infty (\exp[(\varepsilon_\lambda(k) - \mu_\lambda)/T] + 1)^{-1} k^2 dk. \quad (16)$$

这里第一项表示重子的电荷数, 第二项表示轻子  $e, \mu^-$  的电荷数.

能量密度和压强分别为

$$\begin{aligned} \varepsilon = & \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 + \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 + \\ & \frac{1}{2} m_{\sigma^*}^2 \sigma^{*2} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi_0^2 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_{03}^2 + \\ & \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} \int_0^\infty \sqrt{k^2 + (m_B - g_{\sigma B} \sigma - g_{\sigma^* B} \sigma^*)^2} \times \\ & (\exp[(\varepsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} k^2 dk + \\ & \sum_\lambda \frac{2J_\lambda + 1}{2\pi^2} \int_0^\infty \sqrt{k^2 + m_\lambda^2} \times \\ & (\exp[(\varepsilon_\lambda(k) - \mu_\lambda)/T] + 1)^{-1} k^2 dk, \quad (17) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} p = & -\frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 - \\ & \frac{1}{2} m_{\sigma^*}^2 \sigma^{*2} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\phi^2 \phi_0^2 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_{03}^2 + \\ & \frac{1}{3} \sum_B \frac{2J_B + 1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{k^2}{\sqrt{k^2 + (m_B^2 - g_{\sigma B} \sigma - g_{\sigma^* B} \sigma^*)^2}} \times \\ & (\exp[(\varepsilon_B(k) - \mu_B)/T] + 1)^{-1} k^2 dk + \\ & \frac{1}{3} \sum_\lambda \frac{2J_\lambda + 1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{k^2}{\sqrt{k^2 + (m_\lambda^2 - g_{\sigma B} \sigma - g_{\sigma^* B} \sigma^*)^2}} \times \\ & (\exp[(\varepsilon_\lambda(k) - \mu_\lambda)/T] + 1)^{-1} k^2 dk. \quad (18) \end{aligned}$$

以上方程用于求解与正常核物质相似的中子星内部各组份的物质分布.

中子星的外部物质和正常核物质相比密度较低, 用 Oppenheimer-Volkoff 方程 (O-V equation)<sup>[7]</sup> 求解中子星的质量和半径等,

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{(p + \varepsilon)(M + 4\pi r^3 p)}{r(r - 2M)}, \quad (19)$$

$$M = 4\pi \int_0^r \varepsilon r^2 dr. \quad (20)$$

### 3 参数的选取

计算中核子的耦合常数  $g_\sigma, g_\omega, g_\rho, g_2, g_3$  取自文献[8]. 这些耦合常数由饱和核物质的性质确定: 饱和密度  $\rho_0 = 0.153 \text{fm}^{-3}$ , 束缚能  $B/A = -16.3 \text{MeV}$ , 压缩模量  $M = 300 \text{MeV}$ , 对称能  $a_{\text{sym}} = 32.5 \text{MeV}$  和有效质量  $m^* = 0.78 m_n$ . 在有效质量  $m^* = 0.78 m_n$  的条件下, 为了得到较大的中子星最大质量, 以便使计算出的中子星质量和观测到的中子星质量相符合, 选择较大的压缩模量和较硬的物态方程. 超子的矢量耦合参数由  $SU(6)$  对称性确定,

$$\frac{1}{3} g_{\omega N} = \frac{1}{2} g_{\omega \Sigma} = \frac{1}{2} g_{\omega \Lambda} = g_{\omega \Xi}, \quad (21)$$

$$2g_{\rho N} = g_{\rho \Sigma}, \quad g_{\rho N} = g_{\rho \Xi}, \quad g_{\rho \Lambda} = 0.$$

相应的超子的标量耦合参数由相应的超子在正常核物质中的势阱深度限定. 对  $\Lambda$  超子, 势深度为  $U_\Lambda^{(N)} = -30 \text{MeV}$ , 两个耦合参数与  $\Lambda$  势阱深度有如下联系<sup>[9]</sup>

$$U_\Lambda^{(N)} = m_B \left( \frac{m_n^*}{m_n} - 1 \right) \left( \frac{g_{\sigma \Lambda}}{g_{\sigma n}} \right) + \frac{g_\omega^2}{m_\omega^2} \rho_0 \left( \frac{g_{\omega \Lambda}}{g_{\omega n}} \right). \quad (22)$$

对  $\Sigma$  和  $\Xi$  超子, 分别选择  $U_\Sigma^{(N)} = -30 \text{MeV}$  和  $U_\Xi^{(N)} = -10 \text{MeV}$ <sup>[10-13]</sup>.

由  $SU(6)$  对称性还得到超子与  $\phi$  场的矢量耦合常数为

$$2g_{\phi \Lambda} = 2g_{\phi \Sigma} = g_{\phi \Xi} = -\frac{2\sqrt{2}}{3} g_{\omega N}, g_{\phi N} = 0, \quad (23)$$

而超子与  $\sigma^*$  场的标量耦合常数通过如下势阱深度来限定<sup>[5]</sup>

$$U_\Xi^{(\Xi)} \approx U_\Lambda^{(\Xi)} \approx -40 \text{MeV}, \quad (24)$$

此处  $\rho_\Xi \approx \rho_0$ ,  $\rho_\Lambda \approx \rho_0/2$ . 关于势阱深度  $U_\Sigma^{(\Xi)}$  没有实验数据, 考虑到  $\Sigma$  与  $\Lambda$  超子性质的相似性, 我们选择  $U_\Sigma^{(\Xi)} = -40 \text{MeV}$ <sup>[14-18]</sup>.

中子星生成时, 内部温度为 20—50 MeV, 通过中微子发射快速冷却, 在几分钟内温度下降到 1 MeV 以下<sup>[19]</sup>. 因此, 本文选取  $T = 5 \text{MeV}, 10 \text{MeV}, 15 \text{MeV}, 20 \text{MeV}, 25 \text{MeV}$  5 个温度点对中子星物质的性质进行计算.

### 4 计算结果和讨论

首先, 考虑重子八重态  $\{n, p, \Lambda, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^-, \Xi^0\}$  及  $\sigma^*, \phi$  介子的贡献, 我们计算了  $\sigma_0, \omega_0, \rho_{03}, \sigma^*, \phi$  的势深度 (图 1) 及相对粒子数密度 (图 2). 所有这些计算的

量均为重子数密度的函数, 温度为 15MeV. 实曲线不包含  $L^{YY}$  项的贡献, 虚曲线包括了  $L^{YY}$  项的贡献.

由图 1 可见, 当重子数密度大约为  $0.34\text{fm}^{-3}$  时,  $\sigma^*$  和  $\phi$  介子的场强在超过 0MeV 之后, 随着重子数密度的增加而增大. 与不考虑新介子的情况相比,  $\sigma^*, \phi$  的出现使得  $\sigma, \omega_0, \rho_{03}$  的场强度降低了.

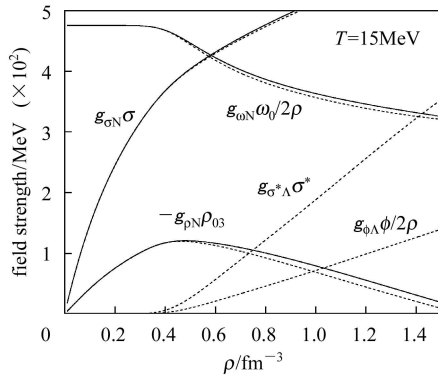


图 1 作为重子数密度函数的  $\sigma, \omega_0, \rho_{03}, \sigma^*, \phi$  场强度  
实曲线为不考虑  $\sigma^*, \phi$  介子贡献的结果, 虚曲线考虑了它们的贡献. 温度为 15MeV.

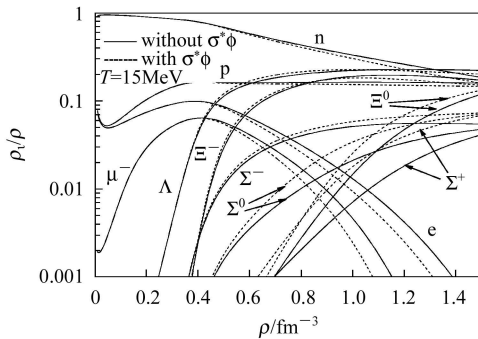


图 2 粒子相对数密度与重子数密度的函数关系  
实曲线为不考虑  $\sigma^*, \phi$  介子贡献的结果, 虚曲线考虑了它们的贡献. 温度为 15MeV.

图 2 绘出了粒子相对数密度与重子数密度的函数关系. 密度低时, 中子星几乎仅含有中子、少量的质子和电子. 随着重子数密度的增加, 当电子的费米能增大到与  $\mu$  子的质量相当时,  $\mu$  子出现了. 之后, 当达到不同超子的阈值时, 一系列超子相继出现, 其次序是:

$$\Lambda - \Sigma^- - \Xi^- - \Sigma^0 - \Sigma^+ - \Xi^0.$$

对  $\Xi^-, \Sigma^-, \Sigma^0, \Xi^0, \Sigma^+$  超子, 考虑或不考虑  $\sigma^*, \phi$  介子的贡献其产生的阈值是有差别的, 尤其是对  $\Sigma^+, \Xi^0$  超子 (不考虑  $\sigma^*, \phi$  介子的贡献时,  $\Sigma^+$  约为  $0.695\text{fm}^{-3}$ ,  $\Xi^0$  约为  $0.697\text{fm}^{-3}$ ; 当考虑  $\sigma^*, \phi$  介子的贡献时,  $\Sigma^+$  约为  $0.632\text{fm}^{-3}$ ,  $\Xi^0$  约为  $0.666\text{fm}^{-3}$ ). 但是对于  $\Lambda$  超子,  $\sigma^*, \phi$  介子的影响并不明显. 另外, 随着总重子数密度

的增加, 超子  $\Lambda, \Sigma^-, \Xi^-, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^0$  的相对数密度增加,  $\sigma^*, \phi$  介子的参与使得超子相对数密度增加得更大; 由于中子星是电中性物质, 电子、 $\mu$  子和质子的相对数密度先是上升, 到达一饱和值, 然后开始下降 (其中电子、 $\mu$  子下降较快, 质子下降缓慢),  $\sigma^*, \phi$  介子的贡献使电子、 $\mu$  子和质子的相对数密度在下降阶段下降得更快; 在总重子数密度增加的整个过程中, 中子相对数密度的一直在降低, 新介子的贡献使得中子相对数密度降低的更快, 这表明  $\sigma^*, \phi$  介子使得更多的中子转变成超子.

超子出现时所对应的重子数密度称为临界密度. 为了研究温度对临界密度的影响, 计算了如下 5 种温度情况下的临界密度与温度的对应关系:  $T=5\text{MeV}, 10\text{MeV}, 15\text{MeV}, 20\text{MeV}, 25\text{MeV}$ , 结果示于图 3. 由图可见, 对  $\Sigma^0, \Xi^0, \Sigma^+$  超子来说, 在较低的温度 ( $T=5\text{MeV}, 10\text{MeV}$ ), 新介子的参与极大地降低了超子出现的临界密度; 而在较高温度 ( $T=15\text{MeV}, 20\text{MeV}, 25\text{MeV}$ ) 时, 对超子出现的临界密度的影响则较小. 对  $\Lambda, \Xi^-, \Sigma^-$  超子来说, 在上述所有温度下,  $\sigma^*, \phi$  介子对超子出现的临界密度的影响都不明显.

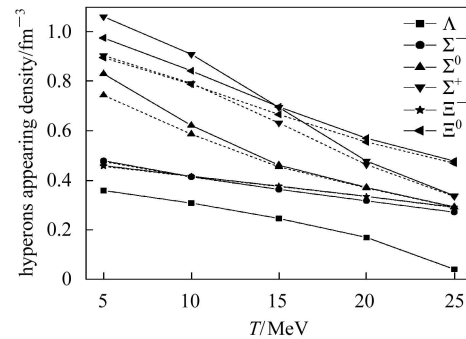


图 3 超子出现的临界密度与温度的关系  
实曲线为不考虑  $\sigma^*, \phi$  介子贡献的结果, 虚曲线考虑了它们的贡献. 温度为 15MeV.

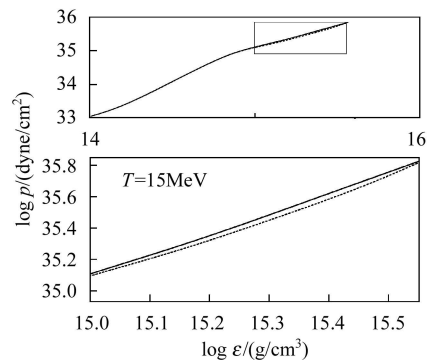


图 4 压强与能量密度的关系  
实曲线为不考虑  $\sigma^*, \phi$  介子贡献的结果, 虚曲线考虑了它们的贡献. 温度为 15MeV.

其次, 在  $T=15\text{MeV}$  时, 计算了中子星的物态方程. 在图 4 中绘出了压强与能量密度的函数关系.

图 4 显示, 考虑到  $\sigma^*$ ,  $\phi$  介子的贡献后 (放大图中的虚曲线), 压强降低了, 即物态方程变软, 原因是质子和中子在其费米海顶端附近的费米压强释放给了超子.

最后, 在温度为  $T=15\text{MeV}$  时, 还计算了中子星的质量和半径 (图 5、图 6).

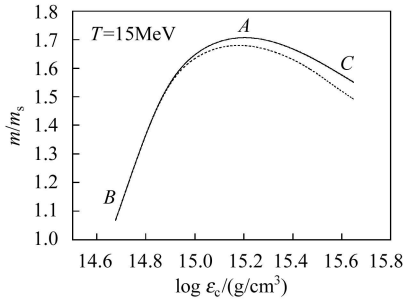


图 5 中子星质量与中心能量密度之间的关系  
实曲线为不考虑  $\sigma^*$ ,  $\phi$  介子贡献的结果, 虚曲线考虑了它们的贡献. 温度为  $15\text{MeV}$ .

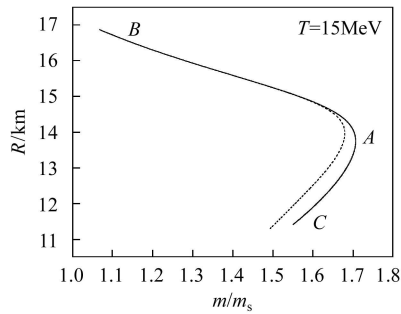


图 6 中子星半径和质量的关系  
实曲线为不考虑  $\sigma^*$ ,  $\phi$  介子贡献的结果, 虚曲线考虑了它们的贡献. 温度为  $15\text{MeV}$ .

在图 5、图 6 中, 考虑到新介子的贡献后在能量密度较高时物态方程变软, 中子星的最大质量所对应的半径变大. 当中子星质量较大时, 一个质量对应着两个半径, 表现出非单值性. 这是由于图 5、图 6 的计算结果是由求解 (19)、(20) 式和物态方程  $P = f(\epsilon)$  这样 3 个方程所组成的方程组而得来的. 由图 7 可见, 压强  $P$  与能量密度  $\epsilon$  之间的关系  $P = f(\epsilon)$  是非线性的, 因而使得质量  $M$  与中心能量密度之间、质量  $M$  与半径  $R$  之间也表现出非单值的对应关系. 并且, 与零温时的情况相比, 温度使得中子星物质的压强  $P$  与能量密度  $\epsilon$  之间的非线性关系更为明显, 从而温度也使得质量与半径之间的非线性更为突出. 在图 5、图 6 中, 对于  $BA$  这一段曲线,  $dM/d\epsilon_c > 0$ , 随质量增大, 中心能量密度也增大, 可以形成稳定中子星结构, 对应于中子

星的稳定结构; 对于  $AC$  这一段曲线,  $dM/d\epsilon_c < 0$ , 随质量减小, 中心能量密度却增大, 不能形成稳定中子星结构, 对应于中子星的动态不稳定结构区. 不稳定的主要原因, 是由于在  $AC$  这一段曲线, 引力大于支持力, 在中子星内部由于声学振动而造成不稳定, 这种振动使得中子星的中心密度极大地得到提高, 进而使中子星塌缩为黑洞<sup>[3]</sup>.

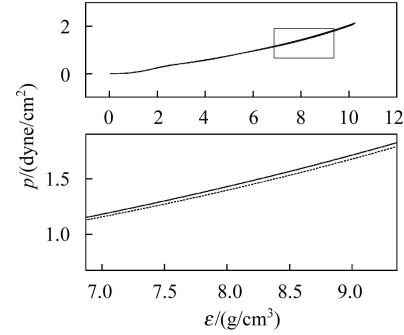


图 7 能量密度  $\epsilon$  与压强  $P$  之间的关系

实曲线为  $T=15\text{MeV}$  时的结果, 虚曲线为零温时的结果. 以上两种情况都考虑了  $\sigma^*$ ,  $\phi$  介子的贡献.

表 1 给出了中子星性质的计算结果. 这里  $\rho_c$ ,  $\epsilon_c$ ,  $p_c$ ,  $M_{\max}$ ,  $R$  分别是中心粒子数密度, 中心能量密度, 中心压强, 最大质量和相应的半径. 计算中中子星的温度取为  $15\text{MeV}$ . 与没有考虑  $\sigma^*$ ,  $\phi$  介子的情况相比, 中子星的最大质量从  $1.7068M_{\odot}$  降为  $1.6796M_{\odot}$ , 而相应的半径从  $13.7420\text{km}$  增大为  $13.9700\text{km}$ , 并且, 中心粒子数密度、中心能量密度和中心压强都变小了.

表 1 中子星的性质

	$\rho_c / \text{fm}^{-3}$	$10^{15} \times \epsilon_c / (\text{g/cm}^3)$	$10^{35} \times p_c / (\text{dyne/cm}^2)$	$M_{\max} / M_{\odot}$	$R / \text{km}$
without $\sigma^*$ , $\phi$	0.7927	1.5982	2.2639	1.7068	13.7420
with $\sigma^*$ , $\phi$	0.7588	1.5145	1.9793	1.6796	13.9700

$\rho_c$ ,  $\epsilon_c$ ,  $p_c$ ,  $M_{\max}$ ,  $R$  分别为中子星的中心密度、中心能量密度、中心压强、最大质量和最大质量所对应的半径. 此处  $U_{\Lambda}^{(N)} = U_{\Sigma}^{(N)} = 3U_{\Xi}^{(N)} = -30\text{MeV}$ ,  $U_{\Lambda}^{(\Xi)} = U_{\Sigma}^{(\Xi)} = U_{\Xi}^{(\Xi)} = -40\text{MeV}$ ,  $T=15\text{MeV}$ .

## 5 总结

总之, 利用相对论平均场理论, 考虑重子八重态  $\{n, p, \Lambda, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^-, \Xi^0\}$ , 研究了  $\sigma^*$ ,  $\phi$  介子对有限温度中子星物质的某些性质的影响. 发现对于中子星物质来说, 当温度为  $T=15\text{MeV}$  时, 考虑  $\sigma^*$ ,  $\phi$  介子的贡献后, 出现超子的临界密度降低了, 超子的相对粒子数密度增加了, 在能量密度较高时物态方程变软了, 中子星的最大质量变小而相应的半径增大, 并且, 中心粒子数密度、中心能量密度和中心压强都变小

了. 对于  $\Sigma^0, \Xi^0, \Sigma^+$  超子, 当温度为较低的  $T=5\text{MeV}$ ,  $10\text{MeV}$  时,  $\sigma^*, \phi$  介子极大地降低了它们出现的临界密度, 但当温度为较高的  $T=15\text{MeV}$ ,  $20\text{MeV}$ ,  $25\text{MeV}$  时,

影响则较小. 对于  $\Lambda, \Sigma^-, \Xi^-$  超子来说, 在上述所有温度下,  $\sigma^*, \phi$  介子对超子出现的临界密度的影响都不明显.

## 参考文献(References)

- 1 Lattimer J M, Prakash M. *Science.*, 2004, **304**: 536
- 2 Glendenning N K. *Astrophys. J.*, 1985, **293**: 470
- 3 Glendenning N K. *Compact Stars: Neuclear Physics, Particle Physics and General Relativity*. New York: Springer-Verlag, New York, Inc., 1997. 180—246
- 4 Schaffner J, Dover C B, Gal A et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**: 1328
- 5 Schaffner J, Dover C B, Gal A et al. *Ann. Phys.(N.Y.)*, 1994, **235**: 35
- 6 TAN Yu-Hong, SUN Bao-Xi, LI Lei et al. *Commun. Theor. Phys.*, 2004, **41**: 441
- 7 JIA Huan-Yu, MENG Jie, ZHAO En-Guang et al. *HEP & NP*, 2003, **27**(3): 200 (in Chinese)  
(贾焕玉, 孟杰, 赵恩广等. *高能物理与核物理*, 2003, **27**(3): 200)
- 8 Glendenning N K, Moszkowski S A. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **67**: 2414
- 9 Schaffner J, Greiner C, Stöcker H. *Phys. Rev.*, 1992, **C46**: 322
- 10 Schaffner J, Mishustin I N. *Phys. Rev.*, 1996, **C53**: 1416
- 11 Dover C B, Gal A. *Ann. Phys. (N.Y.)*, 1983, **146**: 309
- 12 Fukuda T et al. *Phys. Rev.*, 1998, **C58**: 1306
- 13 Ellis J, Kapusta J I, Olive K A. *Nucl. Phys.*, 1991, **B348**: 345
- 14 Glendenning N K, Von-Eiff D, Haft M et al. *Phys. Rev.*, 1993, **C48**: 889
- 15 Mareš J, Friedman E, Gal A et al. *Nucl. Phys.*, 1995, **A594**: 311
- 16 Bart S et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **83**: 5238
- 17 Dabrowski J. *Phys. Rev.*, 1999, **C60**: 025205
- 18 Harada T. *Nucl. Phys.*, 2000, **A672**: 181
- 19 Burrows A, Lattimer J M. *Astrophys. J.*, 1986, **307**: 186

# Effect of $\sigma^*$ , $\phi$ Mesons on the Neutron Star Matter at Finite Temperature<sup>\*</sup>

ZHAO Xian-Feng<sup>1,2;1)</sup> WANG Shun-Jin<sup>1</sup> ZHANG Hua<sup>1</sup> JIA Huan-Yu<sup>3</sup>

1 (College of Physics Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610065, China)

2 (Department of Basic Courses of Emei Campus, Southwest Jiaotong University, Emeishan 614202, China)

3 (Institute for Modern Physics, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China)

**Abstract** Within the RMF approach, considering the contribution of  $\sigma^*, \phi$  mesons and baryon octet  $\{n, p, \Lambda, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^-, \Xi^0\}$ , some properties of neutron star matter have been investigated in the temperature region between 5—15MeV. It is found that when the contributions of  $\sigma^*, \phi$  mesons are included, (1) the critical baryon density decreases (but for the  $\Lambda$  hyperon, the effect is not obvious), but the number of hyperons increases; (2) the equation of state becomes soft at higher energy density; (3) the maximum mass decreases while the corresponding radius increases; (4) the central density, the central energy density, and the central pressure all become smaller. At  $T=5\text{MeV}$  and  $10\text{MeV}$  and for  $\Sigma^0, \Xi^0, \Sigma^+$ , the  $\sigma^*, \phi$  mesons make critical baryon density greatly decrease; but at  $T=15\text{MeV}$ ,  $20\text{MeV}$ , and  $25\text{MeV}$ , the effect is not obvious. However, for  $\Lambda, \Sigma^-, \Xi^-$  hyperons, at all the above temperatures, the effect is not obvious.

**Key words** neutron star, hyperons, equation of state

Received 31 August 2006

<sup>\*</sup> Supported by NSFC (10375039, 90503008), Doctoral Fund of Ministry of Education of China and Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou

1) E-mail: zhaopioneer.student@sina.com