

# 超子耦合常数对混合星性质的影响<sup>\*</sup>

包特木尔巴根<sup>1,2</sup> 刘广洲<sup>1;1)</sup> 朱明枫<sup>1</sup> 刘巍<sup>1</sup>

1 (吉林大学物理学院 长春 130023)

2 (内蒙古民族大学物理与机电学院 通辽 028043)

**摘要** 用相对论平均场理论描述强子物质,用NJL模型描述夸克物质研究了超子耦合常数对混合星性质的影响.结果表明,随着超子耦合常数的增大,强子-夸克相变密度变小,混合相区域的状态方程变硬,中子星的最大质量及对应的半径变大.超子耦合常数由0.73增到1.0时,混合星最大质量由 $1.68M_{\odot}$ 增至 $1.84M_{\odot}$ ,相应的半径由11.4km变到12.5km.该夸克模型下不同强子参数组对应的混合星性质也有较明显的差异.可知,其适合于描述大质量而小夸克核心的混合星.

**关键词** 强子相 夸克相 状态方程 质量-半径关系

## 1 引言

中子星是大质量恒星在核燃料基本烧完的进化晚期,超新星爆发后,其中心形成的致密星体.中子星密度范围为 $1-10\rho_0$ ( $\rho_0 \approx 0.17\text{fm}^{-3}$ 为饱和核物质的密度).在中子星这样极端条件下的核物质性质是重离子物理乃至核天体物理研究的重要课题之一<sup>[1, 2]</sup>.可以说,中子星为人们提供了在低温和高重子密度范围内研究核物质性质的独特天体物理环境.中子星内足以形成相互竞争的多种新物质形式.例如,中子星物质中在二倍核物质密度处开始出现超子<sup>[3]</sup>.当密度进一步增大时,重子内夸克可能退禁闭出来,即出现强子-夸克的相变.近年来,人们通常采用相对论平均场理论研究相变过程的强子相.但是在夸克物质的描述上,由于QCD在非微扰区域的困难,只能用表征强相互作用的唯象模型.通常采用口袋模型和有效质量口袋模型描述相变<sup>[4-7]</sup>.然而,由于模型QCD在高密度区域的不确定,人们对中子星内核心尚缺乏足够的了解.另外,我们最近的研究表明<sup>[8]</sup>,有效质量口袋模型下模型参数对中子星内物质的强子-夸克相变及中子星性质有重要的影响.因此采用不同的夸克模型研究

中子星内状态方程及相应中子星的基本性质具有重要意义.Nambu-Jona-Lasinio(NJL)模型<sup>[9-11]</sup>成功地描述了QCD真空下手征对称性的自发破缺.用其描述中子星内强子-夸克相变是一个必然的选择.然而,由于NJL模型的奇异夸克有效质量及有效口袋常数过大,致使相变的密度过高,由其状态方程得到的中子星质量过大.因此Schertler等<sup>[11]</sup>认为中子星内部不大可能存在强子-夸克相变.在他们的工作中并没有考虑强子间相互作用对状态方程的影响.实际上,强子间相互作用对状态方程有重要的影响.本文在相对论平均场理论框架下采用GL85, GL91及TM1等参数的状态方程描述强子相<sup>[1, 3, 12]</sup>.用NJL模型描述夸克相.由强子和夸克共存的两守恒量混合相中,考虑了Gibbs相平衡条件和整体电中性等约束条件,研究了强子间相互作用对混合星的粒子分布,状态方程及相应的混合星质量-半径关系的影响.

## 2 强子相

处于 $\beta$ 平衡的强子物质在相对论平均场理论框架下的下拉氏密度

2006-01-18 收稿

\* 国家自然科学基金(10275029)资助

1) E-mail: lgz@jlu.edu.cn

$$\begin{aligned}
L = & \sum_{B_i} \bar{\psi}_{B_i} (i\gamma^\mu \partial_\mu - M + g_{\sigma B_i} \sigma + g_{\omega B_i} \gamma^\mu \omega_\mu) \psi_{B_i} + \\
& \sum_{B_i} g_{\rho B_i} \bar{\psi}_{B_i} \gamma^\mu \rho_\mu^a \tau^a \psi_{B_i} + \frac{1}{2} \partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma + \\
& \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - U(\sigma) - \frac{1}{4} \Omega^{\omega\nu} \Omega_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^\mu \omega_\mu + \\
& V(\omega) - \frac{1}{4} R^{\alpha\mu\nu} R_{\mu\nu}^\alpha + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho^{\alpha\mu} \rho_\mu^\alpha. \quad (1)
\end{aligned}$$

其中  $\psi_{B_i}$  ( $B_i = n, p, \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$ ) 为重子场算符. 而

$$U(\sigma) = \frac{1}{3} b \sigma^3 + \frac{1}{4} c \sigma^4, \quad V(\omega) = \frac{1}{4} d (\omega_\mu \omega^\mu)^2 \quad (2)$$

分别为  $\sigma$  场和  $\omega$  场的非线性自相互作用项. (1) 式中,  $\Omega^{\mu\nu}$ ,  $R^{\mu\nu}$  分别为  $\omega$  介子和  $\rho$  介子的场张量.  $M_B$ ,  $m_\sigma$ ,  $m_\omega$ ,  $m_\rho$  分别表示重子,  $\sigma$  介子,  $\omega$  介子和  $\rho$  介子的质量.  $g_{\sigma B_i}$ ,  $g_{\omega B_i}$ ,  $g_{\rho B_i}$  分别表示重子  $B_i$  与  $\sigma$  介子,  $\omega$  介子和  $\rho$  介子的耦合常数. 在 RMFT 中, 核子与介子之间的耦合常数由正常核物质的性质决定. 定义超子-介子耦合常数与核子-介子耦合常数之比为

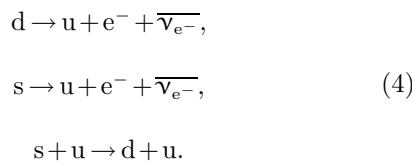
$$\chi_\sigma = \frac{g_{\sigma H}}{g_{\sigma N}}, \quad \chi_\omega = \frac{g_{\omega H}}{g_{\omega N}}, \quad \chi_\rho = \frac{g_{\rho H}}{g_{\rho N}}, \quad (3)$$

由  $\Lambda$  超子的结合能可确定  $\Lambda$  超子的  $\chi_\sigma$ . 这里假定不同超子的耦合常数是相同的, 且  $\chi_\sigma$  与  $\chi_\omega$  很接近, 而  $\chi_\rho$  对于粒子分布及状态方程都不敏感<sup>[12]</sup>, 本文中选取  $\chi_\sigma = \chi_\omega = \chi_\rho \equiv \chi$ .

由 (1) 式的拉氏密度可得到各种粒子在平均场近似下的运动方程. 通过自洽求解各运动方程即可得到各介子场的期待值及各重子的费米动量, 由此可得强子相的能量密度和压强.

### 3 夸克物质相

处于  $\beta$  平衡的由  $u$ ,  $d$ ,  $s$  三味夸克和电子构成的夸克物质其弱反应为



相应的化学势满足如下关系

$$\mu_s = \mu_d = \mu_u + \mu_e. \quad (5)$$

夸克相的电中性条件为

$$\rho_c^{\text{QP}} = \frac{2}{3} \rho_u - \frac{1}{3} \rho_d - \frac{1}{3} \rho_s - \rho_e = 0. \quad (6)$$

为描述夸克相我们采用 NJL 模型. 该模型中, 由动力学对称性自发破缺, 使夸克获得组分夸克质量. 该质量在真空中远远大于流夸克质量. 在 Hattree 平均场近似下, 三味 ( $N_f = 3$ ) NJL 模型拉氏密度为

$$\begin{aligned}
\ell = & \bar{q}(i\partial - \hat{m}_0)q + G \sum_{k=0}^8 [(\bar{q}\lambda_k q)^2 + (\bar{q}i\gamma_5 q)^2] - \\
& K [\det_f(\bar{q}(1 + \gamma_5)q) + \det_f(\bar{q}(1 - \gamma_5)q)], \quad (7)
\end{aligned}$$

其中  $q$  为 3 个味 ( $u, s, d$ ), 三色夸克场量, 而

$$\hat{m}_0 = \text{diag}(m_{0u}, m_{0d}, m_{0s}) \quad (8)$$

为味空间的  $3 \times 3$  矩阵. 夸克动力学质量或组分夸克质量由能隙方程

$$m_i = m_{0i} - 4G \langle \bar{q}_i q_i \rangle + 2K \langle \bar{q}_i q_j \rangle \langle \bar{q}_k q_k \rangle, \quad (9)$$

给出, 其中  $m_{0i}$  为流夸克质量, 而零温时正反夸克凝聚为

$$\langle \bar{q}_i q_i \rangle = -\frac{3}{\pi^2} \int_{p_{F_i}}^{\Lambda} p^2 dp \frac{m_i}{\sqrt{m_i^2 + p^2}}, \quad (10)$$

式中 ( $i, j, k$ ) 为 ( $u, d, s$ ) 的任意对换. 有效口袋常数

$$B_{\text{eff}} = B_0 - B, \quad (11)$$

其中  $B_0$  是为了保证真空中能量密度和压强等于零而引入的. 而

$$\begin{aligned}
B = & \sum_{i=u,d,s} \left[ \left( \frac{3}{\pi^2} \int_0^{p_{F_i}} p^2 dp (\sqrt{m_i^2 + p^2} - \sqrt{m_{0i}^2 + p^2}) \right) - \right. \\
& \left. 2G \langle \bar{q}_i q_i \rangle^2 \right] + 4K \langle \bar{u}u \rangle \langle \bar{d}d \rangle \langle \bar{s}s \rangle, \quad (12)
\end{aligned}$$

可见, 组分夸克质量  $m_i$  和口袋常数  $B_{\text{eff}}$  随着夸克凝聚, 从而随着密度而变化. 耦合常数  $K, G$ , 截断  $\Lambda$ , 流夸克质量  $m_{0i}$  和  $B_0$  等这些参数的选取与文献[11]一致,  $\Lambda = 602.3 \text{ MeV}$ ,  $G\Lambda^2 = 1.853$ ,  $K\Lambda^3 = 12.36$ ,  $m_{0q} = 5.5 \text{ MeV}$  及  $m_{0s} = 140.7 \text{ MeV}$ . 这些参数的确定是为了能够再现  $\pi$  衰变常量,  $\pi$  介子,  $k$  介子和  $\eta'$  介子质量的实验值. 由组分夸克质量  $m_i$  和口袋常数  $B_{\text{eff}}$  及化学势  $\mu_i$  等可以给出夸克相的状态方程,

$$\begin{aligned}
\varepsilon = & B_{\text{eff}} + \sum_{i=u,d,s} \frac{3}{4\pi^2} \left[ \mu_i (\mu_i^2 - m_i^2)^{1/2} \left( \mu_i^2 - \frac{1}{2} m_i^2 \right) - \right. \\
& \left. \frac{1}{2} m_i^4 \ln \left[ \frac{\mu_i (\mu_i^2 - m_i^2)^{1/2}}{m_i} \right] \right], \quad (13)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
p = & -B_{\text{eff}} + \sum_{i=u,d,s} \frac{1}{4\pi^2} \left[ \mu_i (\mu_i^2 - m_i^2)^{1/2} \left( \mu_i^2 - \frac{5}{2} m_i^2 \right) + \right. \\
& \left. \frac{3}{2} m_i^4 \ln \left[ \frac{\mu_i (\mu_i^2 - m_i^2)^{1/2}}{m_i} \right] \right]. \quad (14)
\end{aligned}$$

在密度较小时, 组分夸克得到的动力学质量比较大, 使手征对称性自发破缺. 当密度很大时, 组分夸克质量与流夸克质量基本接近, 手征对称性得到部分恢复.

### 4 混合相

对于由强子物质和夸克物质处于相平衡的混合相, 其 Gibbs 相平衡的力学和化学平衡条件

$$p_{HP}(\mu_n, \mu_e) = p_{QP}(\mu_n, \mu_e), \quad (15)$$

夸克化学势与电子、中子化学势之间的关系为

$$\mu_s = \mu_d = \mu_u + \mu_e, \quad (16)$$

$$\mu_n = \mu_u + 2\mu_d. \quad (17)$$

混合相满足总重子数守恒

$$\rho_{MP} = (1 - \beta)\rho_{HP} + \beta\rho_{QP}, \quad (18)$$

和整体电中性条件

$$q_{MP} = (1 - \beta)q_{HP} + \beta q_{QP} = 0. \quad (19)$$

而混合相的总能量密度为

$$\varepsilon_{MP} = (1 - \beta)\varepsilon_{HP} + \beta\varepsilon_{QP}. \quad (20)$$

以上各式中,  $\beta$  为夸克相在混合相中的体积比. 自洽求解由强子相的运动方程及 (15)–(20) 式构成的超越方程组, 可以算出混合相的粒子数密度分布, 状态方程等.

### 5 计算结果与讨论

用 NJL 模型描述夸克物质, 以 GL85 为强子状态方程, 在不同超子耦合常数  $\chi$  下计算了中子星(混合星)的粒子分布. 如图 1(a) ( $\chi = 0.68$ ) 所示, 随着星内密度的增加, 超子  $\Sigma^-, \Lambda, \Sigma^0, \Sigma^+$  和  $\Xi^-$  相继出现. 当重子数密度  $0.28\text{fm}^{-3}$  时, 开始生成超子  $\Sigma^-$ .  $\rho_0 \approx 1.06\text{fm}^{-3}$  时  $\Xi^-$  出现. 当密度达到  $1.5\text{fm}^{-3}$  时, 出现夸克物质, 即强子-夸克相变开始. 图 1(b) 中 ( $\chi = 0.85$ ), 只出现超子  $\Sigma^-, \Lambda, \Sigma^0, \Sigma^+$ , 而且  $\rho_0 \approx 0.64\text{fm}^{-3}$  开始相变,  $\rho_0 \approx 1.56\text{fm}^{-3}$  结束. 说明用 NJL 描述夸克物质的混合星中, 随着超子耦合常数  $\chi$  的增大, 超子种类出现变少, 超子出现的密度变大, 相变的密度变小. 图 2 给出了不同超子耦合常数下, GL85 与 NJL 混合星物质的状态方程. 可以看出, 超子耦合常数的改变对状态方程影响很大. 随超子耦合常数  $\chi$  增大, 相变密度变小, 混合相区域的状态方程变硬, 夸克相的状态方程变软.

与有效质量口袋模型下的混合星状态方程相比, 图 2 给出状态方程显得明显的硬. 由已知的状态方程作为输入, 通过求解 Oppenheimer-Volkoff 方程即可得到中子星的质量-半径关系<sup>[13]</sup>. 图 3 给出了不同超子耦合常数下, GL85 与 NJL 混合星的质量-半径关系. 不同超子耦合常数的质量-半径关系有较明显的差异. 随着超子耦合常数  $\chi$  的增大, 最大质量和对应的半径均变大.

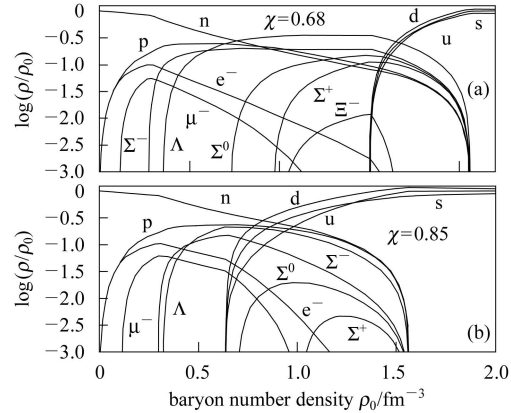


图 1 GL85 与 NJL 混合星粒子分布随总重子数密度的变化

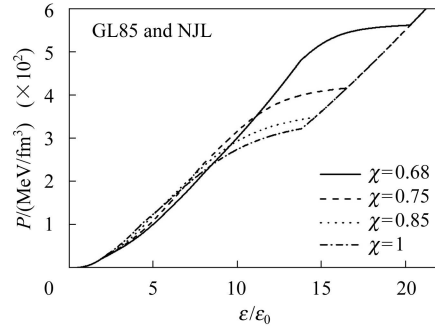


图 2 不同超子耦合常数下 GL85 与 NJL 混合星的压强作为能量密度的函数 (状态方程)

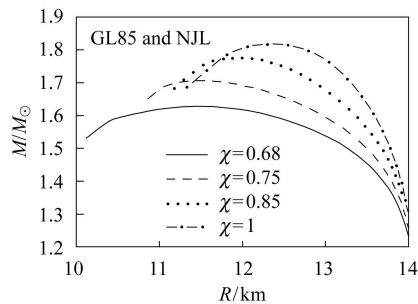


图 3 相应于图 2 状态方程的混合星质量-半径关系

最近用有效质量口袋模型研究了混合星的性质. 结果表明<sup>[8]</sup>, 超子耦合常数和不同强子参数组对混合星整体性质的影响较小. 强子-夸克相变密度较小, 体系的状态方程以夸克相的状态方程为主. 因此超子耦合常数对混合星整体性质影响很小. 然而, 用 NJL 模

型描述夸克物质的混合星中, 强子-夸克相变密度较大, 体系的状态方程以强子相的状态方程为主. 图4给出了混合星质量随能量密度的变化. 随着耦合常数的增大, 最大质量对应的能量密度 ( $\varepsilon_{\max}/\varepsilon_0$ ) 变小. 当  $\chi=0.68$  时,  $\varepsilon_{\max}/\varepsilon_0$  约为 9.31, 小于相变开始点能量密度值 13.7, 在此情形下中子星不存在夸克物质.  $\chi$  等于 0.73 时, 混合星才有较小的混合相核心, 而且随着  $\chi$  的增大, 混合相核心变大, 但是到  $\chi$  等于 1 也没有纯夸克相核心. 此时, 混合星的性质与超子星相似, 随着超子耦合常数  $\chi$  的增大, 状态方程变硬, 其最大质量和对应的半径均变大<sup>[14]</sup>. 当  $\chi = 0.73 - 1.0$  时混合星最大质量  $M_{\max}$  在  $1.68 - 1.82M_{\odot}$  之间, 相应的半径在 11.4—12.5km 之间. 同样的原因, 用 NJL 描述夸克物质时, 不同的强子参数组下的混合星的整体性质也有一定的差异. 图5给出了 GL85, GL91 和 TM1 强子参数组下混合星的状态方程. 可见, 混合星相变密度及状态方程有较明显的差异. 图6给出了图5的状态方程相应的质量-半径关系. 由图可知, 不同强子相的状态

方程的相应混合星的质量-半径关系也有差异. 而在有效质量口袋模型下的混合星中, 这种差异则不明显<sup>[14]</sup>. 因此, 用 NJL 模型算出的中子星质量和半径均较大, 即该模型可以描述大质量混合星. 在混合星结构中, 只有强子相和混合相, 没有夸克相. 该模型适合于描述像 Vela X-1 (其质量为  $1.9 \pm 0.2M_{\odot}$ )<sup>[15]</sup> 和 Cygnus X-2<sup>[16]</sup> (其质量为  $1.8 \pm 0.4M_{\odot}$ ) 这样的大质量混合星.

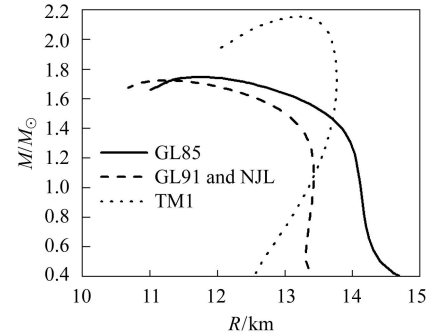


图6 相应于图5状态方程的混合星质量-半径关系

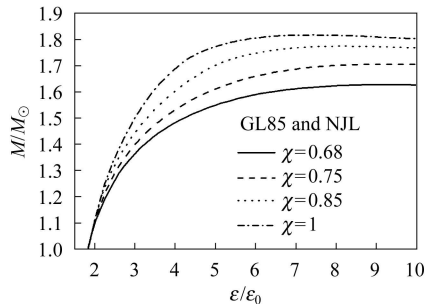


图4 相应于图2状态方程的混合星质量随能量密度的变化

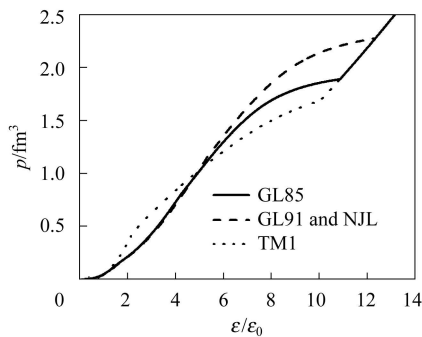


图5 NJL模型下GL85, GL91和TM1对应的混合星状态方程

## 6 结论

用相对论平均场理论描述强子物质, 用 NJL 模型描述夸克物质, 研究了具有夸克核心的中子星. 研究了超子耦合常数对中子星内强子-夸克相变, 粒子数分布, 状态方程以及对应的质量-半径关系的影响. 结果表明, 超子耦合常数对 NJL 下混合星的粒子分布, 状态方程及对应的质量-半径关系有较明显的影响. 随着超子耦合常数  $\chi$  的增大, 超子种类变少, 超子出现的密度变大, 混合相区域的状态方程变硬, 中子星的最大质量及对应的半径均变大. 不同强子参数组描述的混合星其相变密度, 状态方程, 质量-半径关系均有较大的差异, 其中 GL85 描述混合星的最大质量及对应的半径为最小. 用 NJL 模型描述的中子星物质中, 强子-夸克相变密度较大. 体系的状态方程以强子相的状态方程为主. 因此超子耦合常数对混合星整体性质影响较大. 此时, 混合星的性质与超子星相似, 其质量及半径比较大, 均接近于观测值的上限.

## 参考文献(References)

- 1 Schaffner J, Mishustin I N. Phys. Rev., 1996, **C53**: 1416
- 2 Burgio G F, Baldo M, Sahu P K et al. Phys. Rev., 2002, **C66**: 025802
- 3 Glendenning N K. APJ, 1985, **293**: 270
- 4 Glendenning N K. Phys. Rev., 1992, **D46**: 1274
- 5 Schertler K, Greiner C et al. Nucl. Phys., 2000, **A677**: 463
- 6 Schertler K, Greiner C, Sahu P K et al. Nucl. Phys., 1998, **A637**: 451
- 7 Glendenning N K. Compact Stars. Springer-Verlag, 1997. 303
- 8 Bao Temurbagan, LIU Guang-Zhou, ZHU Ming-Feng. Communication in Ther. Phys., 2006, **45**(3): 505—510
- 9 Namb Y, Jona-Lasinio G. Phys. Rev., 1961, **122**: 345; 1961, **124**: 246
- 10 Buballa M, Oertel M. hep-ph/9810529
- 11 Schertler K, Leupold S. Phys. Rev., 1999, **C60**: 025801
- 12 Glendenning N K, Moszkowski S A. Phys. Rev. Lett., 1991, **67**: 2414
- 13 Oppenheimer J R, Volkoff G M. Phys. Rev., 1939, **55**: 347
- 14 Bao Temurbagan, Doctor Thesis, Univ. of Jilin, 2005 (in Chinese)  
(包特木尔巴根. 吉林大学博士学位论文, 2005)
- 15 Van Kerkwijk M H, Van Paradijs J, Zuiderwijk E J. Astron. Astrophys., 1995, **303**: 497
- 16 Orosz J A, Kuulkers E. Mon. Not. R. Astro. Soc., 1999, **305**: 132

## Influence of Hyperon Coupling Constant on the Properties of Hybrid Stars<sup>\*</sup>

Bao Temurbagan<sup>1,2</sup> LIU Guang-Zhou<sup>1;1)</sup> ZHU Ming-Feng<sup>1</sup> LIU Wei<sup>1</sup>

<sup>1</sup> (College of Physics, Jilin University, Changchun 130023, China)

<sup>2</sup> (College of Physics, Inner Mongolia University for Nationalities, Tongliao 028043, China)

**Abstract** In terms of the relativistic mean field theory, which describes the hadronic matter, and the NJL model, which characterizes the quark matter, the influence of hyperon coupling constant on the properties of hybrid stars is studied. The numerical results show that with the increase of the hyperon coupling constant the phase transition density decreases, the equation of state in the mixed phase range stiffens, and the maximum mass and the corresponding radius increase. When the hyperon coupling constant increases from 0.73 to 1, the maximum mass of the star increases from  $1.68M_{\odot}$  to  $1.82M_{\odot}$  and the corresponding radius of the star changes from 11.4km to 12.5km. The result also shows that the different hadronic equations of state have different influence on the properties hybrid stars. This model is suitable for describing the hybrid stars with big masses and small quark cores.

**Key words** hadronic phase, quark phase, equation of state, mass-radius relation

---

Received 18 January 2006

<sup>\*</sup> Supported by National Natural Science Foundation of China(10275029)

1) E-mail: lgz@jlu.edu.cn