

文章编号:1673-0062(2016)02-0054-05

介子自能中的交换图对高密核物质性质的影响

翁铭华¹,张振华^{2*}

(1.闽江学院 物理学与电子信息工程系,福建 福州 350108;2.南华大学 核科学技术学院,湖南 衡阳 421001)

摘要:基于非线性平均场模型,引入介子自能中的交换图修正,得到介子在介质中的有效质量随核物质密度的变化,且影响核子在介质中的有效质量以及高密核物质的状态方程,使得高密核物质的状态方程变软.

关键词:交换图;介子的有效质量;状态方程

中图分类号:0571.2 **文献标识码:**A

The Effects of the Exchange Diagram in the Self-energy of Mesons on the Properties of High Density Nuclear Matter

WENG Ming-hua¹, ZHANG Zhen-hua^{2*}

(1.Department of Physics and Electronic Information Engineering, Minjiang University, Fuzhou, Fujian 350108, China; 2.School of Nuclear Science and Technology, University of South China, Hengyang, Hunan 421001, China)

Abstract: Based on the nonlinear mean field model, the contribution of the exchange diagram in the self-energy of mesons is introduced. This correction leads to the variation of the in-medium meson mass with respect to the nuclear matter density. It also modifies the in-medium nucleon masses and the properties of high density nuclear matter. The equation of state for high density nuclear matter is softer due to the contribution of the exchange diagram.

key words: exchange diagram; in-medium meson mass; equation of state

0 引言

近年来,非线性平均场模型被广泛地应用于核物质、中子星物质等性质的研究^[1-4].非线性平

均场模型在传统的平均场模型的基础上引入了 σ 介子的自相互作用项,从而可以更好地符合目前实验上测得的核物质(尤其是不对称核物质)在饱和密度时的性质^[5-6].但是,对于所有的平均场

收稿日期:2015-12-07

基金项目:国家自然科学基金资助项目(11247287;11175020;11447021)

作者简介:翁铭华(1983-),女,福建福州人,闽江学院物理学与电子信息工程系讲师,博士.主要研究方向:粒子物理与核物理.*通讯作者.

模型,为了简化计算,介子场的量子效应都被忽略了.于是介子在介质中的有效质量被简单地取作介子在真空中的质量.显然,介质对介子的有效质量是有一定影响的.

在非线性平均场模型的基础上,引入介子自能中的交换图修正,从而引入了部分的费米子海的贡献.介子自能中的交换图修正对介子在介质中的有效质量使得介子在介质中的有效质量随着核物质的密度变化,从而影响核子在介质中的有效质量以及高密核物质的性质.

1 理论模型

基于非线性平均场模型,采用的拉氏量密度包括核子、 σ 介子、 ω 介子和 ρ 介子.其中 σ 介子为标量介子, ω 介子为矢量介子,两种介子皆为同位旋标量介子;而 ρ 介子既是矢量介子又是同位旋矢量介子.拉氏量密度如下:

$$L = \bar{\psi} [i\gamma^\mu \partial_\mu - g_\omega \gamma^\mu \omega_\mu - g_\rho \gamma^\mu \vec{\tau} \cdot \vec{b}_\mu - (M - g_\sigma \phi)] \psi + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - m_\sigma^2 \phi^2) + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu + \frac{1}{2} m_\rho^2 \vec{b}_\mu \cdot \vec{b}^\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{G}_{\mu\nu} \vec{G}^{\mu\nu} - U(\phi), \quad (1)$$

其中, $\phi, \omega_\mu, \vec{b}_\mu$ 分别表示 σ, ω, ρ 介子场; $U(\phi) = \frac{1}{3} a \phi^3 + \frac{1}{4} b \phi^4$ 为 σ 介子的非线性势; $F_{\mu\nu} = \partial_\mu \omega_\nu - \partial_\nu \omega_\mu, \vec{G}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{b}_\nu - \partial_\nu \vec{b}_\mu$.

在此拉氏量密度的基础上,引入介子在介质中的自能中的交换图(如图1,其中 N 表示核子):



图1 介子自能中的交换图

Fig.1 Exchange diagram in the self-energy of mesons

为了计算图1中的交换图,需要引入核子在介质中的传播子如下^[7]:

$$G^j(k) = (\gamma_\mu k^\mu + M_j^*) \left[\frac{1}{k^2 - m_j^{*2} + i\eta} + \frac{i\pi}{E_{F_j}^*} \delta(k^0 - E_{F_j}) \theta(k_{F_j} - |\vec{k}|) \right] \equiv G_F^j(k) + G_D^j(k), \quad (2)$$

其中, $E_{F_j} = \sqrt{k_{F_j}^2 + M_j^{*2}}$ ($j=n, p$), M_j^* 为核子的有效质量, η 为无穷小参量.传播子中的 $G_F^j(k)$ 描述

“准核子”的自由传播部分; $G_D^j(k)$ 描述费米子海中的“准核子”空穴.

同时,为了消除计算交换图带来的发散,需要在拉氏量密度引入抵消项 δL 如下:

$$\delta L = \frac{\zeta_\sigma}{2} (\partial\phi)^2 + \frac{\zeta_\omega}{2} (\partial\omega_\mu)^2 + \frac{\zeta_\rho}{2} (\partial\vec{b}_\mu)^2 \quad (3)$$

其中,抵消项中的参数 ζ_i ($i=\phi, \omega, \rho$)由计算交换图所采用的重整化方法确定^[7].

在引入了图1的修正之后,可以计算得到 σ, ω, ρ 介子在介质中的有效质量分别如下:

$$\begin{aligned} m_\sigma^{*2} &= m_\sigma^2 - ig_\sigma^2 \sum_{j=n,p} \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} Tr[G^j(k+q)G^j(q)] \\ &= m_\sigma^2 - \frac{g_\sigma^2}{4\pi^2} \sum_{j=n,p} \left[\frac{1}{m_\sigma^*} (4M^{*2} - m_\sigma^{*2})^{\frac{3}{2}} \times \right. \\ &\quad \left. \arctan\left(\frac{m_\sigma^* k_{F_j}}{E_{F_j}^* \sqrt{4M^{*2} - m_\sigma^{*2}}}\right) + (m_\sigma^{*2} - \right. \\ &\quad \left. 6M^{*2}) \ln\left(\frac{k_{F_j} + E_{F_j}^*}{M^*}\right) + 2k_{F_j} E_{F_j}^* \right] - \frac{g_\sigma^2}{\pi^2} \left[\frac{3}{2} (M^{*2} - \right. \\ &\quad \left. M)^2 \int_0^1 dx \ln\left(1 - \frac{m_\sigma^2}{M^2} x(1-x)\right) + \right. \\ &\quad \left. \frac{3}{2} \int_0^1 dx ((M^{*2} - m_\sigma^{*2} x(1-x)) \times \right. \\ &\quad \left. \ln\left(\frac{M^{*2} - m_\sigma^{*2} x(1-x)}{M^2 - m_\sigma^2 x(1-x)}\right) \right] - \\ &\quad \left. \frac{m_\sigma^2 - m_\sigma^{*2}}{4} - 3M(M^* - M) - \frac{9}{2} (M^* - M)^2 \right] \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} m_{\omega(\rho)}^{*2} &= m_{\omega(\rho)}^2 - ig_{\omega(\rho)}^2 \sum_{j=n,p} \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \times \\ &\quad Tr[\gamma_k G^j(k+q)\gamma_k G^j(q)] = m_{\omega(\rho)}^2 - \\ &\quad \frac{g_{\omega(\rho)}^2}{6\pi^2} \sum_{j=n,p} \left[\frac{8M^{*4} + 2M^{*2} m_{\omega(\rho)}^{*2} - m_{\omega(\rho)}^{*4}}{m_{\omega(\rho)}^2 \sqrt{4M^{*2} - m_{\omega(\rho)}^{*2}}} \times \right. \\ &\quad \left. \arctan\left(\frac{m_{\omega(\rho)}^* k_{F_j}}{E_{F_j}^* \sqrt{4M^{*2} - m_{\omega(\rho)}^{*2}}}\right) - 2k_{F_j} E_{F_j}^* - \right. \\ &\quad \left. m_{\omega(\rho)}^{*2} \ln\left(\frac{k_{F_j} + E_{F_j}^*}{M^*}\right) \right] - \frac{g_{\omega(\rho)}^2 m_{\omega(\rho)}^{*2}}{\pi^2} \int_0^1 dx x (x - \\ &\quad \left. 1) \ln\left(\frac{M^{*2} - m_{\omega(\rho)}^{*2} x(1-x)}{M^2 - m_{\omega(\rho)}^2 x(1-x)}\right) \end{aligned} \quad (5)$$

由上式可见,在考虑了介子自能的交换图修正之后,介子在介质中的有效质量不再与真空中的质量相等,而是依赖于介质的密度.

由于感兴趣的是高密核物质的性质,所以在非线性平均场模型的基础上,将介子的质量应替换为介子在介质中的有效质量,由此得到的核子在介质中的有效质量如下:

$$M^* = M - \frac{g_\sigma^2}{2\pi^2 m_\sigma^{*2}} \left[k_{F_p} M^* E_{F_p} - M^{*3} \ln \left(\frac{k_{F_p} + E_{F_p}^*}{M^*} \right) \right] - \frac{g_\sigma^2}{2\pi^2 m_\sigma^{*2}} \left[k_{F_n} M^* E_{F_n} - M^{*3} \ln \left(\frac{k_{F_n} + E_{F_n}^*}{M^*} \right) \right] + \frac{a}{m_\sigma^{*2} g_\sigma} (M^* - M)^2 - \frac{b}{m_\sigma^2 g_\sigma^2} (M^* - M)^3 \quad (6)$$

同理,我可以得到在考虑了介子自能中的交换图修正之后的核物质的状态方程(能量密度 ε 和压强 P 如下:

$$\varepsilon = \frac{g_\omega^2}{2m_\omega^{*2}} \rho^2 + \frac{g_\rho^2}{2m_\rho^{*2}} (\rho_n - \rho_p)^2 + \frac{1}{2} m_\sigma^{*2} \phi^2 + U(\phi) + \frac{1}{8\pi^2} \left[k_{F_p} E_{F_p}^* (M^{*2} + 2k_{F_p}^2) - M^{*4} \ln \left(\frac{k_{F_p} + E_{F_p}^*}{M^*} \right) \right] + \frac{1}{8\pi^2} \left[k_{F_n} E_{F_n}^* (M^{*2} + 2k_{F_n}^2) - M^{*4} \ln \left(\frac{k_{F_n} + E_{F_n}^*}{M^*} \right) \right] \quad (7)$$

$$P = \frac{g_\omega^2}{2m_\omega^{*2}} \rho^2 + \frac{g_\rho^2}{2m_\rho^{*2}} (\rho_n - \rho_p)^2 - \frac{1}{2} m_\sigma^{*2} \phi^2 - U(\phi) - \frac{1}{8\pi^2} \left[k_{F_p} E_{F_p}^* (M^{*2} + \frac{2}{3} k_{F_p}^2) - M^{*4} \ln \left(\frac{k_{F_p} + E_{F_p}^*}{M^*} \right) \right] - \frac{1}{8\pi^2} \left[k_{F_n} E_{F_n}^* (M^{*2} + \frac{2}{3} k_{F_n}^2) - M^{*4} \ln \left(\frac{k_{F_n} + E_{F_n}^*}{M^*} \right) \right] \quad (8)$$

其中, ρ_p, ρ_n 分别为质子密度与中子密度, $\rho = \rho_p + \rho_n$.

2 结果与讨论

为了便于和未考虑介子中的交换图修正的非线性平均场模型结果进行比较,本文采用参考文献[5]的参数(如表1).

表1 模型参数, $A = \frac{a}{g_\sigma^3}, B = \frac{b}{g_\sigma^4}$

Table 1 Model parameters, $A = \frac{a}{g_\sigma^3}, B = \frac{b}{g_\sigma^4}$

模型参数	数值
g_σ	8.96
g_ω	9.24
g_ρ	3.80
A/fm^{-1}	0.033
B	-0.004 8

图2表示介子在介质中的有效质量.其中,实线表示 $X_p = 0.0$;点线表示 $X_p = 0.5$.图2对对称核物质($X_p \equiv \frac{\rho_p}{\rho} = 0.5$)和纯中子物质($X_p = 0.0$)两种情况进行比较(由于关心的是高密区域核物质的性质,所以不考虑纯质子物质($X_p = 1$)的情况).首先,在引入介子自能中的交换图的修正之后,介子在介质中的有效质量不再是一个常数,而是随着核物质的密度而改变.在未引入介子自能中的交换图修正的平均场模型中,介子场的量子效应都被抹平,介子的质量简单地取真空中的质量.而近些年的理论和实验研究表明,介子在介质中的性质将发生变化^[8-14].所以作为对非线性平均场模型的修正,引入介子自能中的交换图修正就显得尤为必要.由计算结果可见,介子在介质中的有效质量最初是呈现减小的趋势,当核物质密度增大到大约饱和密度之后开始增大.目前实验上只能测得介子在介质处于饱和密度($\rho = \rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$)时的有效质量.介子在高密区域的有效质量的变化,还有待于将来得实验验证.介子在介质中的有效质量随着核物质密度变化的性质将直接影响到核子在介质中的有效质量以及高密核物质的状态方程的性质.

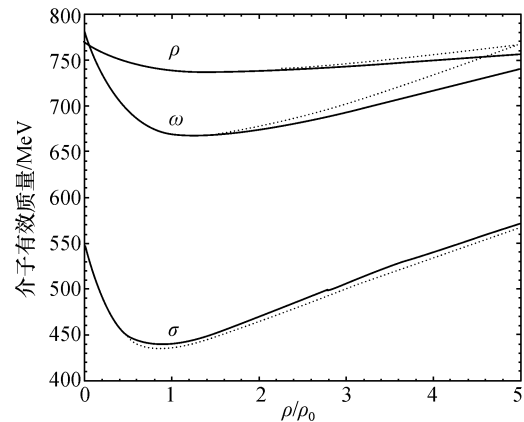


图2 介子在介质中的有效质量

Fig.2 The in-medium meson masses

图3表示核子在介质中的有效质量.其中“Exchange”表示已考虑介子自能中的交换图修正的非线性平均场模型结果,“NLRMF”表示未考虑介子自能中的交换图修正的非线性平均场模型结果.图3对对称核物质($X_p = 0.5$)和纯中子物质($X_p = 0.0$)两种情况进行比较.由图3可见,介子自能中的交换图的贡献对核子在介质中的有效

质量有明显的影响,使得核子在介质中的有效质量的下降趋势明显地变缓了.当 $\rho = 5\rho_0$ 时,由未考虑介子中的交换图修正的非线性平均场模型得到的核子在介质中的有效质量已经下降到 300 MeV;而考虑了介子自能中的交换图修正之后得到的核子在介质中的有效质量仅下降到 600 MeV.由此可见,介子自能中的交换图的贡献是不可忽略的.

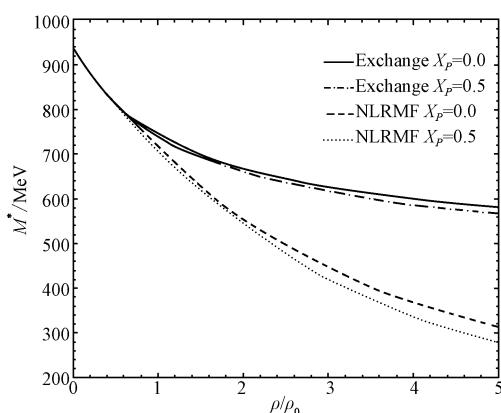


图3 核子在介质中的有效质量

Fig.3 The in-medium nucleon masses

图4表示高密核物质的状态方程(以压强 P 为例).其中“Exchange”表示已考虑介子自能中的交换图修正的非线性平均场模型结果,“NLRMF”表示未考虑介子自能中的交换图修正的非线性平均场模型结果.

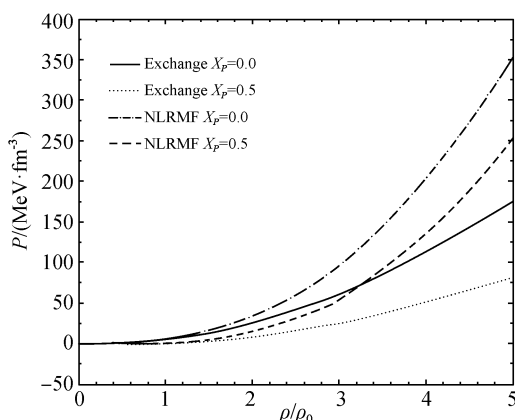


图4 高密核物质的状态方程

Fig.4 The equation of state for high density nuclear matter

图4对对称核物质($X_p = 0.5$)和纯中子物质($X_p = 0.0$)两种情况进行比较.由图4可见,在考虑

了介子自能中的交换图修正之后,得到的高密核物质的状态方程明显地变软了,且同一情况下的对称核物质的状态方程比纯中子物质的状态方程要软.高密核物质的状态方程的性质,将直接影响到所构成的中子星的粗块性质^[15-16].

3 结论

本文基于非线性平均场模型,引入介子自能中的交换图的修正.由修正后的非线性平均场模型计算得到的介子在介质中的有效质量随着核物质的密度而变化.这一性质与实验结果相符.由介子自能中的交换图的计算得到核子在介质中的有效质量以及高密核物质的状态方程,并通过比较发现:介子自能中的交换图的贡献使得核子在介质中的有效质量的下降趋势明显变缓,并且使得高密核物质的状态方程变软.

对高密核物质性质尤其是状态方程的研究,对于探索宇宙中的超新星爆发以及中子星的性质有重要的意义.而且可以通过天文观测数据反过来验证理论模型的合理性.这将是下一步的工作.

参考文献:

- [1] Boguta J, Bodmer A R. Relativistic calculation of nuclear matter and the nuclear surface [J]. Nucl. Phys. A, 1977, 292(3): 413-428.
- [2] Bodmer A R. Relativistic mean field theory of nuclei with a vector meson self-interaction [J]. Nucl. Phys. A, 1991, 526(3): 703-721.
- [3] Mueller H, Serot B D. Phase transitions in warm, asymmetric nuclear matter [J]. Phys. Rev. C, 1995, 52(4): 2072-2091.
- [4] Furnstahl R J, Serot B D. Parameter counting in relativistic mean-field models [J]. Nucl. Phys. A, 2000, 671(1-4): 447-460.
- [5] Liu B, Greco V, Baran V, et al. The role of the isovector scalar channel [J]. Phys. Rev. C, 2002, 65(4): 045201, 1-12.
- [6] Liu B, Guo H, Toro M D, et al. Neutron stars with isovector scalar correlations [J]. Eur. Phys. J. A, 2005, 25(2): 293-298.
- [7] Serot B D, Walecka J D. The relativistic nuclear many-body problem [J]. Adv. Nucl. Phys., 1986, 16: 1-327.
- [8] Brown G E, Rho M. Scaling effective Lagrangians in a dense medium [J]. Phys. Rev. Lett., 1991, 66(21): 2720-2723.
- [9] Hatsuda T, Lee S H. QCD sum rules for vector mesons in the nuclear medium [J]. Phys. Rev. C, 1992, 46(1): R34- R38.

- [10] Sarkar S, Alam Jand-E, Roy P, et al. Photons from hadronic matter at finite temperature [J]. Nucl. Phys. A, 1998, 634(1/2):206-230.
- [11] Ozawa K, En'yo H, Funahashi H, et al. Observation of ρ/ω meson modification in nuclear matter [J]. Phys. Rev. Lett., 2001, 86(22):5019-5022.
- [12] Trnka D, Anton G, Bacelar J C S, et al. Observation of in-medium modifications of the ω meson [J]. Phys. Rev. Lett., 2005, 94(19):192303, 1-5.
- [13] Krusche B. In-medium properties of hadrons [J]. Int. J. Mod. Phys. A, 2007, 22(2):406-415.
- [14] Nasseripour R, Wood M H, Djalali C, et al. Search for medium modifications for ρ meson [J]. Phys. Rev. Lett., 2007, 99(26):262302, 1-6.
- [15] Tolman R C. On mass neutron cores [J]. Phys. Rev., 1939, 55, 364-373.
- [16] Oppenheimer J R, Volkoff G M. Static solutions of Einstein's equations on spheres of fluid [J]. Phys. Rev., 1939, 55:374-381.

(上接第 53 页)

- [6] 庞海燕,王稳地,王开发.考虑 CTL 免疫反应的病毒动力学模型的全局稳定性分析[J].西南师范大学学报:自然科学版,2005,30(5):796-799.
- [7] Tarfulea N, Blink A, Nelson R, et al. CTL-inclusive mathematical model for antiretroviral treatment of HIV infection [J]. International Journal of Biomathematics, 2011, 4(1):1-22.
- [8] 王会兰,朱惠延,王礼广,等.具饱和 CTL 免疫反应的时滞 HIV 感染系统稳定性分析[J].生物数学学报, 2012, 27(2):274-282.
- [9] 曹艳红,朱惠延.具免疫应答和细胞内部时滞的 HIV-1 感染模型的稳定性分析[J].生物数学学报, 2010, 25(4):664-674.
- [10] Zhu H Y, Luo Y, Chen M L. Stability and Hopf bifurcation of HIV infection model with CTL response delay [J]. Computers and Mathematics with Applications, 2011, 62(9):3091-3102.
- [11] 赵飒,廖茂新,刘曼婷.具免疫时滞的 HIV 感染系统的稳定性及 Hopf 分支分析 [J].滨州学院学报, 2013, 29(3):14-21.
- [12] Culshaw R V, Ruan S. A delay-differential equation model of HIV infection of CD4+T-cells [J]. Mathematical Biosciences, 2000, 165(1):27-39.
- [13] 刘健.分数阶微分方程的基本理论及应用 [D].上海:东华大学, 2009.
- [14] Podlubny I. Fractional differential equations, Mathematics in Science and Engineering [M]. New York: Academic Press, 1999.
- [15] Ahmed E, Elgazzar A S. On fractional order differential equations model for nonlocal epidemics [J]. Physica A, 2007, 379(2):607-614.