

# 核物质的物态方程的研究\*

陈伟 梅仲豪 刘良钢

(中山大学物理系 广州 510275)

**摘要** 在相对论 $\sigma$ - $\omega$ 模型的单圈图近似下,详细推导了核物质的能量密度和压强密度表达式,数值计算了核物质的结合能和压强随核密度的变化,并分别在热力学和流体力学的理论框架下,计算了核物质的压强密度,结果表明这两种方法得到的压强密度相同.

**关键词** 相对论 $\sigma$ - $\omega$ 模型 真空起伏 单圈图 重整化 物态方程

## 1 引言

在核理论里,对核物质性质的研究,传统的方法是用非相对论的量子多体理论<sup>[1]</sup>.这种结合适合于氘的实验性质和低能核子与核子的散射数据的核子-核子相互作用势,和多粒子体系量子理论计算的核物质物态方程和其它静态性质.随着加速器能量的不断提高,一些实验所涉及的理论已经是传统方法所不能解决的.对高温高密度核物质,体系趋近于一个相对论性运动学的准经典体系,这时体系可用非相对论运动学的多体理论来描写,但当体系温度和密度不太高时,量子效应明显,非相对论动力学理论无法描写这一效应,相对论性动力学模型,如Walecka模型<sup>[2]</sup>就兼顾了这两个极端和中间情况,并在相对论平均场近似(MFA),相对论Hartree近似(RHA),相对论Hartree-Fock近似和相对论RPA近似(RRPA)下计算了核物质的结合能曲线<sup>[3]</sup>.受Walecka模型的启发,人们已经提出许多更进一步完善的模型<sup>[4]</sup>,其中特别值得一提的是手征 $\sigma$ 模型<sup>[5]</sup>,因为它能再现低能极限下 $\pi$ 介子的性质,如部分轴矢量流守恒(PCAC)等.但它也因为出现难以简单克服的 $\pi$ 介子和 $\sigma$ 介子传播子的快子极点而未能进行更广泛和深入的研究.本文所要采用的相对论 $\sigma$ 模型就是在Walecka模型的基础上进一步考虑 $\sigma$ 介子的自相互作用,这些自相互作用使得模型能严格的重整化,因而可用来研究真空起伏效应.虽然在以前人们的工作中也计算了Walecka模型中核子真空起伏量子效应,但都没有计算 $\sigma$ 介子的贡献<sup>[6]</sup>,所以本文的目的就是在原来的基础上导出结合能和压强的表达式.并给出 $\sigma$ 介子的真空起伏对能量和压强的贡献.另外,在推导核物质能量密度和压强时,一般都假设核物质为理想流体,在

1998-05-20收稿

\* 国家自然科学基金(19775072)和广东省自然科学基金(970130)资助

另一方面,我们也可以将该体系看作为一热力学体系,但其计算结果应不依赖于计算方法的选取,这也是我们要验证的一点.

在下一节里,给出 $\sigma$ 模型单圈图重整化的理论推导;在第4节,给出结合能和压强随核密度变化的数值结果;在最后一节给出总结和结论.

## 2 $\sigma$ 模型的单圈图的重整化

相对论 $\sigma$ - $\omega$ 模型如下式所示<sup>[7]</sup>:

$$L = \bar{\psi}_0(i\gamma_\mu \partial^\mu - g_{\sigma_0} \sigma_0)\psi_0 + \frac{1}{2}(\partial \sigma_0)^2 - U(\sigma_0) + \frac{1}{2}m_{\omega_0}^2 \omega_{\mu_0}^2 - \frac{1}{4}(\partial_\mu \omega_{\nu_0} - \partial_\nu \omega_{\mu_0})^2, \quad (2.1)$$

$$U(\sigma_0) = a_0 \sigma_0 + \frac{1}{2} b_0 \sigma_0^3 + \frac{1}{3!} c_0 \sigma_0^3 + \frac{1}{4!} d_0 \sigma_0^4, \quad (2.2)$$

式中下标“0”代表该量是未重整化的, $\psi_0$ 是核子二分场算符<sup>1)</sup>, $\sigma_0, \omega_0$ 分别是 $\sigma$ 和 $\omega$ 介子的场算符.核子的质量将由 $\sigma$ 介子平均场提供, $U(\sigma_0)$ 是 $\sigma$ 介子的相互作用势,下面说明如何确定耦合常数 $a_0, b_0, c_0, d_0$ .在本文中,将在单圈图量子起伏近似下考虑核子和介子的量子效应.下面将会看到,对 $\omega$ 矢量介子.由于在单圈图近似下它对体系能量的贡献是不发散的,也就是不需要引入重整化,所以有 $\omega_{\mu_0} = \omega_\mu$ .

将 $\sigma_0, \omega_\mu$ 场作如下平移:

$$\sigma_0 = \bar{v}_0 + \phi_0, \quad \omega_\mu = \bar{V} g_{\mu_0} + \bar{\omega}_\mu, \quad (2.3)$$

其中 $\bar{v}_0 = \langle \sigma_0 \rangle_{\text{NM}}$ ,  $\bar{V} = \langle \omega_0 \rangle_{\text{NM}}$ 为 $\sigma_0$ 和 $\omega_{\mu_0}$ 场在核物质基态时的平均值,对静态核物质 $\langle \omega_i \rangle_{\text{NM}} = 0$ .在核物质密度 $\rho_B \rightarrow 0$ 时, $|\psi\rangle_{\text{NM}} \rightarrow |0\rangle, |0\rangle$ 为真空基态, $\bar{v}_0 \rightarrow v_0$ 为 $\sigma_0$ 场在真空时的平均值,从(2.3)式得到 $\langle \phi_0 \rangle_{\text{NM}} = 0, \langle \bar{\omega}_\mu \rangle_{\text{NM}} = 0, \phi_0, \bar{\omega}_\mu$ 是 $\sigma$ 场和 $\omega$ 场在核物质中的量子场.下面给出如何确定 $\bar{v}_0$ 和 $\bar{V}$ .

按如下方式引入重整化常数:

$$(\psi_0, \bar{\psi}_0) = z_F^{1/2} (\psi, \bar{\psi}), \quad (2.4)$$

$$(\bar{v}_0, \phi_0) = z_M^{1/2} (\bar{v}, \phi), \quad (2.5)$$

$$g_{\sigma_0} = z_g z_F^{-1} z_M^{1/2} g_\sigma, \quad (2.6)$$

$$a_0 = z_a z_M^{-1/2} a, \quad (2.7)$$

$$b_0 = z_b z_M^{-1/2} b, \quad (2.8)$$

$$c_0 = z_c z_M^{-3/2} c, \quad (2.9)$$

1) 在本文中,我们采用 Bjorken和Drell的定义,见 J.D.Bjorken, S.D.Drell, Relativistic Quantum Fields, (McGraw-Hill, New, York, 1965)

$$d_0 = z_d z_M^{-2} d, \quad (2.10)$$

上式中的  $g_\sigma, a, b, c, d$  为重整化的耦合常数,  $z_F, z_M$  为核子和  $\sigma$  介子的波函数重整化常数,  $z_g$  为  $\sigma$  NN 相互作用顶角重整化常数,  $z_a, z_b, z_c, z_d$  为  $\sigma$  介子的自相互作用顶角重整化常数. 将 (2.3) 式和 (2.4—2.10) 式代入 (2.1, 2.2) 式并可整理得:

$$L_R = L_0 + L_{\text{int}} + L_{\text{ct}} \quad (2.11)$$

$L_0$  定义为核物质中核子和  $\sigma$  介子、 $\omega$  介子的自由拉氏量,  $L_{\text{int}}$  为相互作用项,  $L_{\text{ct}}$  为补偿项.

$$L_0 = \bar{\psi} (i\gamma_\mu \bar{\partial}^\mu - \bar{m}_n) \psi + \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 - \frac{1}{2} \bar{m}_s^2 \phi^2 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \bar{\omega}_\mu{}^2 - \frac{1}{4} (\partial_\mu \bar{\omega}_\nu - \partial_\nu \bar{\omega}_\mu)^2 \quad (2.12)$$

式中  $\partial^\mu = \bar{\partial}^\mu + ig_\omega \tilde{V} g^{\mu 0}$ .  $\bar{m}_n, \bar{m}_s$  分别是核子和  $\sigma$  介子的有效质量.

$$\bar{m}_n = g\bar{v}, \quad (2.13)$$

$$\bar{m}_s^2 = b + c\bar{v} + \frac{1}{2} d\bar{v}^2, \quad (2.14)$$

$$L_{\text{int}} = -z_g g \bar{\psi} \psi \phi - \tilde{\lambda}_1 \phi - \frac{1}{3!} \tilde{\lambda}_3 \phi^3 - \frac{1}{4!} \tilde{\lambda}_4 \phi^4 - g_\omega \bar{\psi} \gamma_\mu \psi \bar{\omega}^\mu + m_\omega^2 \tilde{V} \omega_0, \quad (2.15)$$

$$\tilde{\lambda}_1 = z_a a + z_b b\bar{v} + \frac{1}{2} z_c c\bar{v}^2 + \frac{1}{3!} z_d d\bar{v}^3, \quad (2.16)$$

$$\tilde{\lambda}_3 = z_c c + z_d d\bar{v}, \quad (2.17)$$

$$\tilde{\lambda}_4 = z_d d. \quad (2.18)$$

在真空状态时,  $\bar{v} \rightarrow v$ , 则  $\tilde{\lambda}_i \rightarrow \lambda_i, i = 1, 3, 4$

$$\lambda_1 = z_a a + z_b b\bar{v} + \frac{1}{2} z_c c\bar{v}^2 + \frac{1}{3!} z_d d\bar{v}^3, \quad (2.19)$$

$$\lambda_3 = z_c c + z_d d\bar{v}, \quad (2.20)$$

$$\lambda_4 = z_d d. \quad (2.21)$$

$$L_{\text{ct}} = (z_F - 1) \bar{\psi} i\gamma_\mu \bar{\partial}^\mu \psi - \delta \bar{m}_n \bar{\psi} \psi + \frac{1}{2} (z_M - 1) (\partial\phi)^2 - \frac{1}{2} \delta \bar{m}_s^2 \phi^2 - U_R(\bar{v}) + \frac{1}{2} m_\omega^2 \tilde{V}^2, \quad (2.22)$$

$$\delta \bar{m}_n = (z_g - 1) \bar{m}_n, \quad (2.23)$$

$$\delta \bar{m}_s^2 = (z_b - 1) b + (z_c - 1) c\bar{v} + \frac{1}{2} (z_d - 1) d\bar{v}^2, \quad (2.24)$$

$$U_R(\bar{v}) = z_a a\bar{v} + \frac{1}{2} z_b b\bar{v}^2 + \frac{1}{3!} z_d d\bar{v}^3 + \frac{1}{4!} z_d d\bar{v}^4. \quad (2.25)$$

由能量动量密度张量的定义可得:

$$T_{\mu\nu} = -g_{\mu\nu} L_R + z_F \bar{\psi} i\gamma_\mu^0 \partial_\nu \psi + z_M \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi + (\partial_\mu \omega_\rho - \partial_\rho \omega_\mu) \partial_\nu \omega_\rho, \quad (2.26)$$

于是有:

$$T_{00} = z_F \bar{\psi} i \gamma_0 \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{1}{2} \tilde{m}_s^2 \phi^2 + \tilde{\lambda}_1 \phi + \frac{1}{3!} \tilde{\lambda}_3 \phi^3 + \frac{1}{4!} \tilde{\lambda}_4 \phi^4 + \frac{1}{2} \delta \tilde{m}_s^2 \phi^2 + U_R(\bar{v}) +$$

$$z_M \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 - \frac{1}{2} z_M (\partial \phi)^2 - \frac{1}{2} m_\omega^2 \bar{\omega}_\mu^2 - \frac{1}{2} (\partial_0 \bar{\omega}_\mu)^2 - \frac{1}{2} (\nabla \bar{\omega}_\mu)^2 -$$

$$m_\omega^2 \tilde{V} \bar{\omega} - \frac{1}{2} m_\omega^2 \tilde{V}^2, \quad (2.27)$$

$$T_{ii} = g_{ii} \left[ \frac{1}{2} z_M (\partial \phi)^2 - \frac{1}{2} \tilde{m}_s^2 \phi^2 - \tilde{\lambda}_1 \phi - \frac{1}{3!} \tilde{\lambda}_3 \phi^3 - \frac{1}{4!} \tilde{\lambda}_4 \phi^4 - \frac{1}{2} \delta \tilde{m}_s^2 \phi^2 - U_R(\bar{v}) \right] + i \bar{\psi} \gamma_i \nabla_i \psi +$$

$$z_M \nabla_i \phi (\nabla_i \phi)^2 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \bar{\omega}_\mu^2 + \frac{1}{2} (\partial_0 \bar{\omega}_\mu)^2 + \frac{1}{2} (\nabla \bar{\omega}_\mu)^2 + m_\omega^2 \tilde{V} \bar{\omega} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \tilde{V}^2, \quad (2.28)$$

如果将核物质看成理想流体, 则:

$$\langle T_{\mu\nu} \rangle_{\text{NM}} - \langle T_{\mu\nu} \rangle_{\text{vac}} = (\varepsilon + p) u_\mu u_\nu - p g_{\mu\nu},$$

式中  $\langle \dots \rangle_{\text{vac}}$  代表真空平均值 (vac 为 vacuum 缩写),  $\varepsilon$  和  $p$  分别为核物质的能量密度和压强密度,  $u_\mu = (1, \mathbf{0})$ . 则有:

$$\text{能量密度 } \varepsilon = \langle T_{ii} \rangle_{\text{NM}} - \langle T_{00} \rangle_{\text{vac}}, \quad (2.29)$$

$$\text{压强密度 } p = \frac{1}{3} \langle T_{ii} \rangle_{\text{NM}} - \frac{1}{3} \langle T_{ii} \rangle_{\text{vac}}. \quad (2.30)$$

$\langle T_{\alpha\alpha} \rangle_{\text{NM}}, \langle T_{\alpha\alpha} \rangle_{\text{vac}}, \alpha = 0, i$  分别代表能量动量密度张量的时空分量在核物质基态和真空态时的平均值. 在单圈图近似下, 取  $z_F = z_m = 1$ , 从而得到:

$$\varepsilon = \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_{k_r} d^3 k \tilde{E}_n(k) + \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int d^3 k (E_n(k) - \tilde{E}_n(k)) + \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 k \left( \frac{\tilde{E}_s(k)}{2} - \frac{E_s(k)}{2} \right) +$$

$$\lambda_1^{(1)} (\bar{v} - v) + \frac{1}{2} \lambda_2^{(1)} (\bar{v} - v)^2 + \frac{1}{3!} \lambda_3^{(1)} (\bar{v} - v)^3 + \frac{1}{4!} \lambda_4^{(1)} (\bar{v} - v)^4 - \frac{1}{2} m_\omega^2 \tilde{V}^2 + g_\omega \tilde{V} \rho, \quad (2.31)$$

$$p = \frac{1}{3} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int d^3 k k^2 \left( \frac{1}{E_n(k)} - \frac{1}{\tilde{E}_n(k)} \right) + \frac{1}{3} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int d^3 k k^2 \left( \frac{1}{2\tilde{E}_s(k)} - \frac{1}{2E_s(k)} \right) +$$

$$\frac{1}{3} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_{k_r} d^3 k \frac{1}{\tilde{E}_N(k)} - \lambda_1^{(1)} (\bar{v} - v) - \frac{1}{2} \lambda_2^{(1)} (\bar{v} - v)^2 - \frac{1}{3!} \lambda_3^{(1)} (\bar{v} - v)^3 -$$

$$\frac{1}{4!} \lambda_4^{(1)} (\bar{v} - v)^4 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \bar{v}^2, \quad (2.32)$$

在上式中:  $\tilde{E}_\alpha(k) = \sqrt{k^2 + \tilde{m}_\alpha^2}$ ,  $\alpha = n, s$ ;  $\gamma$  是自旋同位旋简并因子;  $\lambda_2^{(1)} = m_s^2 + \delta m_s^2$ ,  $m_s^2, \delta m_s^2$  分别对应于真空时的 (2.14) 和 (2.24) 式;  $\lambda_i^{(1)}, i = 1, 3, 4$  表示在真空状态时, 并在单圈图近似下所定出的耦合常数 (2.19) — (2.21) 式.  $\lambda_{1,3,4}^{(1)} \equiv \lambda_{1,3,4}^{(0)} + \delta \lambda_{1,3,4}, \lambda_{1,3,4}^{(0)}$  为 (2.19) — (2.21) 式中  $z_a = z_b = z_c = z_d = 1$  时的表达式.

在 (2.31) 式中的第二、三两项和第 (2.32) 式中的第一、二两项是发散的, 需重整化以消除发散项. 选取重整化条件

$$\left. \frac{\partial \varepsilon}{\partial \bar{v}^i} \right|_{\rho \rightarrow 0, \bar{v} \rightarrow v} = \lambda_i^{(0)}, \quad i = 1-4, \quad (2.33)$$

则可定出  $\delta m_s^2$  和  $\delta \lambda_{1,3,4}$  :

$$\delta \lambda_1 = -\frac{4\gamma g_\sigma}{32\pi^2} m_n^3 + \frac{1}{32\pi^2} \lambda_3^{(0)} m_s^2 - \frac{4\gamma g_\sigma}{32\pi^2} m_n^2 (\Gamma(\varepsilon) - \ln m_n^2) - \frac{1}{32\pi^2} \lambda_3^{(0)} m_s^2 (\Gamma(\varepsilon) - \ln m_s^2), \quad (2.34)$$

$$\delta m_s^2 = -\frac{4\gamma}{32\pi^2} g_\sigma^2 m_n^2 + \frac{1}{32\pi^2} \lambda_4^{(0)} m_s^2 - \frac{12\gamma}{32\pi^2} g_\sigma^2 m_n^2 (\Gamma(\varepsilon) - \ln m_n^2) + \frac{1}{32\pi^2} (\lambda_3^{(0)2} + \lambda_4^{(0)} m_s^2) (\Gamma(\varepsilon) - \ln m_s^2), \quad (2.35)$$

$$\delta \lambda_3 = \frac{16\gamma}{32\pi^2} g_\sigma^3 m_n - \frac{\lambda_3^{(0)3}}{32\pi^2 m_s^2} - \frac{24\gamma}{32\pi^2} g_\sigma^3 m_n (\Gamma(\varepsilon) - \ln m_n^2) - \frac{3}{32\pi^2} \lambda_3^{(0)} \lambda_4^{(0)} (\Gamma(\varepsilon) - \ln m_s^2), \quad (2.36)$$

$$\delta \lambda_4 = 2\gamma g_\sigma^4 + \frac{\lambda_3^{(0)2}}{32\pi^2 m_s^2} \left( \frac{\lambda_3^{(0)2}}{3m_s^2} - 6\lambda_4^{(0)} \right) - \frac{24\gamma}{32\pi^2} g_\sigma^4 (\Gamma(\varepsilon) - \ln m_n^2) + \frac{3}{32\pi^2} \lambda_4^{(0)3} (\Gamma(\varepsilon) - \ln m_s^2), \quad (2.37)$$

上式中  $\Gamma(\varepsilon)$  为 gamma 函数,  $\varepsilon \rightarrow 0^+$ . 把上式代入 (2.31) 式和 (2.32) 式中, 可以验证所有的发散项都被消除. 最终结果可写成下面形式:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{MF}} + \varepsilon_{\text{qf}}^{\text{N}} + \varepsilon_{\text{qf}}^{\sigma}, \quad (2.38)$$

$$\varepsilon_{\text{MF}} = \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_{k_F} d^3k \bar{E}_n(k) + \lambda_1^{(0)} (\bar{v} - v) + \frac{1}{2} m_s^2 (\bar{v} - v)^2 + \frac{1}{3!} \lambda_3^{(0)} (\bar{v} - v)^3 + \frac{1}{4!} \lambda_4^{(0)} (\bar{v} - v)^4 - \frac{1}{2} m_\omega^2 \bar{V}^2 + g_\omega \bar{V} \rho, \quad (2.39)$$

$$\varepsilon_{\text{qf}}^{\text{N}} = \frac{\gamma}{16\pi^2} \left[ \frac{1}{2} \bar{m}_n^4 \ln \frac{m_n^2}{\bar{m}_n^2} + m_n^3 (\bar{m}_n - m_n) + \frac{7}{2} m_n^2 (\bar{m}_n - m_n)^2 + \right.$$

$$\left. \frac{13}{3} m_n (\bar{m}_n - m_n)^3 + \frac{25}{12} (\bar{m}_n - m_n)^4 \right], \quad (2.40)$$

$$\varepsilon_{\text{qf}}^{\sigma} = \frac{m_s^4}{64\pi^2} F\left(\frac{\bar{m}_s^2}{m_s^2}\right) - \frac{\lambda_3^{(0)2}}{32\pi^2 m_s^2} \left[ \frac{1}{6} \lambda_3^{(0)} (\bar{v} - v)^3 + \right.$$

$$\left. \frac{1}{4} \left( \lambda_4^{(0)} - \frac{1}{72m_s^2} \lambda_3^{(0)2} \right) (\bar{v} - v)^4 \right], \quad (2.41)$$

$$F(x^2) = x^4 \ln x^2 - \frac{3}{2} (x^4 - 1) + 2(x^2 - 1), \quad (2.42)$$

$$p = p_{\text{MF}} + p_{\text{qf}}^{\text{N}} + p_{\text{qf}}^{\sigma}, \quad (2.43)$$

$$p_{\text{MF}} = \frac{1}{3} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_{k_{\text{F}}} d^3k \frac{k^2}{\tilde{E}_n(k)} - \frac{1}{2} m_s^2 (\tilde{v} - v)^2 - \lambda_1^{(0)} (\tilde{v} - v) - \frac{1}{3!} \lambda_3^{(0)} (\tilde{v} - v)^3 - \frac{1}{4!} \lambda_4^{(0)} (\tilde{v} - v)^4 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \tilde{V}^2, \quad (2.44)$$

$$p_{\text{qf}}^{\text{N}} = -\varepsilon_{\text{qf}}^{\text{N}}, \quad (2.45)$$

$$p_{\text{qf}}^{\sigma} = -\varepsilon_{\text{qf}}^{\sigma}. \quad (2.46)$$

上式中  $\varepsilon_{\text{MF}}$  和  $p_{\text{MF}}$  为平均场近似的贡献,  $\varepsilon_{\text{qf}}^{\text{N},\sigma}$ ,  $p_{\text{qf}}^{\text{N},\sigma}$  分别为单圈图近似下真空起伏对能量和压强的贡献.

### 3 结果和讨论

在数值计算中,核子和  $\omega$  介子的质量取其实验值<sup>[8]</sup>,为了减少不必要的不确定常数,取  $a = c = d = 0$ ,这时  $\varepsilon = \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_{k_{\text{F}}} d^3k \tilde{E}_n(\vec{k}) + \frac{1}{2} m_s^2 (\tilde{v}^2 - v^2) + \frac{g_\omega^2}{2m_\omega^2} \rho_B^2 + \varepsilon_{\text{qf}}^{\text{N}}$ ,这正是文献 [3] 中在相对论 Hartree(RHA)近似下的结果,我们的结果 (2.38) 式更具有一般性. 固定常数  $m_s = 550\text{MeV}$ ,通过调节常数  $g_\sigma, g_\omega$ ,拟合在  $k_{\text{F}} = 1.42\text{fm}^{-1}$ 处,结合能为  $-15.7\text{MeV}$ ,最后得到  $g_\sigma = 7.6, g_\omega = 8.5$ ,结合能随密度变化的曲线如图 1 所示. 在图中还给出了平均场近似的结合能曲线. 通过图 1 可知,选取不同的耦合常数,在  $\sigma$  模型的单圈图近似下能给出核物质的饱和性质,并得到压缩系数 ( $k = 393\text{MeV}$ ) 大于实验值 ( $k = 210 \pm 30\text{MeV}$ )<sup>[9]</sup>,

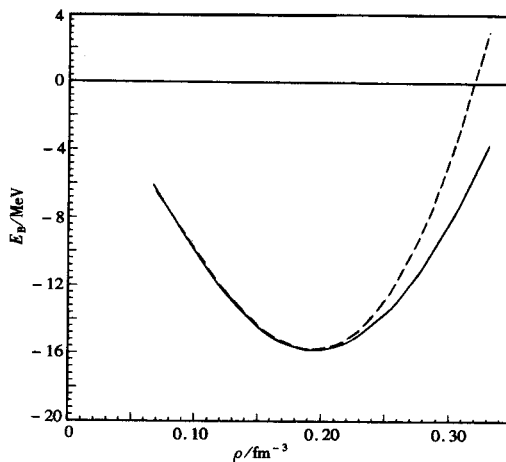


图 1 结合能随核密度  $\rho$  的变化曲线  
虚线代表平均场近似,实线代表  $\sigma$  模型的单圈图近似.

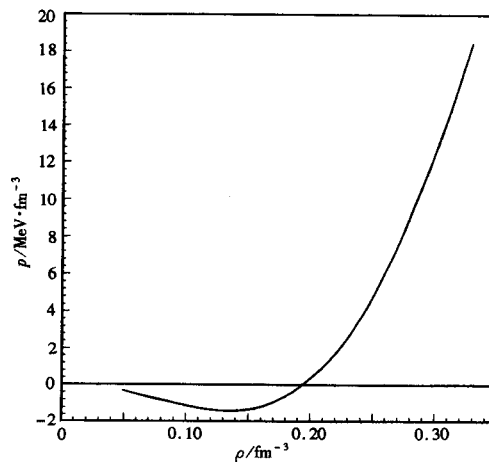


图 2 压强随核密度  $\rho$  的变化曲线

虚线代表  $p = \rho^2 \cdot \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \frac{\varepsilon}{\rho} \right)$  给出的压强,实线代表用 (2.43) 式给出的压强,虚线和实线重合.

但是比平均场近似下得到的值( $k = 550\text{MeV}$ )有很大的改进. 图 2 是用(2.43)式和  $p = \rho^2 \cdot \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \frac{\varepsilon}{\rho} \right)$  得到的压强密度随核密度的分布曲线, 其中  $\rho_B$  为核密度. 由图 2 可知, 用两种方法得到的压强密度是相同的, 由此证明了在  $\sigma$  模型的单圈图近似下, 核物质的流体力学方法描述和统计力学描述是等价的.

## 4 总结和结论

本文详细地给出了  $\sigma$  模型单圈图近似下的能量密度和压强的重整化方法, 并给出了能量密度和压强的表达式.  $\sigma$  模型中的重整化常数可通过对  $\sigma$  介子传播子和单粒子·三粒子·四粒子顶角的重整化得到, 也可直接对能量密度附加重整化条件(方程(2.33))而得到. 我们验证了两种方法给出相同的结果, 但后一方法更简洁. 这一方法也同样适用于高阶修正或其它可重整化模型, 如手征  $\sigma$  模型<sup>[5]</sup>等. 数值计算结果表明结合能曲线很好地饱和, 由此得到的核物质不可压缩系数比平均场近似有很大改进, 但要更进一步逼近实验值还需考虑高阶修正或其它介子的贡献, 如  $\pi$  介子等. 通过计算压强我们发现核物质的流体近似和看作一热力学系统给出相同的压强, 这也说明两种不同处理方法的等价性.

在今后的工作中, 将进一步研究耦合常数  $a, c, d$  对核物质物态方程以及中子星性质的影响<sup>[10]</sup>, 还要考虑其它强子对物态方程的影响及其有限温度效应.

## 参 考 文 献

- 1 Fetter A L, Walecka J D. Quantum Theory of Many-Particle systems. New York: McGraw-hill BookCompany, 1971, 341—348
- 2 Serot B D, Walecka J D. Recent Progress in Quantum Hadrodynamics. 1996. To be published in International Journal of Modern Physics. 8—10
- 3 Chin S N. Ann of Phys., 1977, **108**:301—321
- 4 Serot B D, Walecka J D. The nuclear manybody problem In: Negele J w. Erich Vogt Adv. N. Phys., 16. New York: Plenum press, 1986. 11—45
- 5 Liu L G, Bentz W, Arima A. Ann of Phys., 1989, **194**:387—395
- 6 Furnstahl R J, Serot B D. Phys. Rev., 1990 **C41**:262—279
- 7 Tauaha K, Bentz W. Nucl. Phys., 1992, **A540**:383—389
- 8 Barbett R M, Carone C D, Groom C D et al. Phys. Rev., 1996, **D54**:25—48
- 9 Mjamdar M M, Samadar S R. Phys. Rev., 1994, **C49**:541—543
- 10 Cheng K S, Dai Z G, Yao C C. Astro. Jou., 1996, **464**:348—353

## Study of the Equation of State of Nuclear Matter \*

Chen Wei    Mei Zhonghao    Liu Lianggang

(*Department of physics, ZhongShan University, GuangZhou 510275*)

**Abstract** In this paper, the formulations of the energy density and pressure density of nuclear matter are derived in detail in one loop approximation in the relativistic  $\sigma - \omega$  model. The changing of the binding energy and pressure with density is calculated numerically, and the pressure density is calculated in thermodynamics and hydrodynamics respectively. We conclude that the pressure density in these two formalisms are similar.

**Key words** relativistic  $\sigma - \omega$  model, one loop vacuum fluctuation, renormalization, equation of state.

---

Received 20 May 1998

\* Supported by the National Natural Science Foundation of China (19775072) and The Guangdong Provincial Natural Science Foundation (970130)