

文章编号: 1007-4627(2004)03-0183-05

核物质中 K 介子有效质量与非线性效应*

李希国^{1,2}, 郭艳蕊¹, 高远¹, 靳根明^{1,2}, 李永青¹

(1 中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000;

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)

摘要: 分析了核物质标量密度和矢量密度对 K 介子有效质量的影响. 使用非线性 σ - ω - ρ 模型和相对论平均场理论, 给出了核物质标量密度和矢量密度的近似关系曲线, 并与线性 σ - ω 模型的情况进行了比较. 利用这一关系, 改进了 K 介子有效质量和核物质密度之间存在的依赖关系, 比较不同模型对 K 介子有效质量的影响. 同时也计算了纯中子物质中 K 介子在不同模型下的有效质量曲线, 并与在对称核物质中的情况进行了比较.

关键词: K 介子; 有效质量; σ - ω - ρ 模型; 核物质

中图分类号: O572.33+2 **文献标识码:** A

1 引言

近年来, 人们普遍认为, 热密核物质中强子性质的改变与手征对称破缺得到部分恢复紧密相关. 研究核物质中 K 介子的有效质量、凝聚及传播不但可以帮助理解手征对称破缺恢复机制, 而且也能加深认识核状态方程的程度, 从而研究中子星的形成和结构.

自从 1986 年 Kaplan 和 Nelson^[1,2] 提出了核物质中可能存在 K 介子的凝聚以来, 核物质中 K 介子的性质改变引起了人们极大的兴趣, 一些重要的工作相继完成^[3]. 文献[4,5]给出了核密度下 K 介子的色散关系, 发现 K^+ 介子有效质量随核密度增加而有所增加, 而 K^- 介子有效质量随核密度的增加而明显的下降, 这与夸克凝聚^[6]随核密度增大而明显降低紧密相关. 核物质中 K 介子质量的改变可能是 K 介子阈下产生的一种新机制^[7,8].

在本文中, 我们基于非线性 σ - ω - ρ 模型的 Lagrangian, 通过调节参数和能量密度函数, 使用平均场方法, 给出了非线性模型中 ρ_s 和 ρ_b 的近似关系曲线, 并与线性模型的结果作比较, 二者的不同可能与不同的模型或不同的参数组的选定有关. 通过 ρ_s - ρ_b 的关系研究了不同模型对 K 介子有效质量的影响, 计算了纯中子物质中 K 介子在不同模型下

的有效质量曲线, 并与在对称核物质中的情况进行了比较.

2 有效质量与核密度的关系

复标量介子和重子之间的相互作用是通过 $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ 非线性手征拉氏量来描述的, 也就是^[1-3,9,10],

$$\begin{aligned}
L_{KB} = & \frac{1}{4} f_*^2 \text{Tr} \partial^\mu \Sigma \partial_\mu \Sigma^\dagger + \\
& \frac{1}{2} f_*^2 \Lambda \{ \text{Tr} \hat{M}^0 (\Sigma - 1) + \text{h. c.} \} + \\
& \text{Tr} \bar{B} (i \gamma^\mu \partial_\mu - M_B) B + i \text{Tr} \bar{B} \gamma^\mu [V_\mu, B] + \\
& D \text{Tr} \bar{B} \gamma^\mu \gamma^5 \{ A_\mu, B \} + F \text{Tr} \bar{B} \gamma^\mu \gamma^5 [A_\mu, B] + \\
& a_1 \text{Tr} \bar{B} (\xi \hat{M}^0 \xi + \text{h. c.}) B + \\
& a_2 \text{Tr} \bar{B} B (\xi \hat{M}^0 \xi + \text{h. c.}) + \\
& a_3 (\text{Tr} \hat{M}^0 \Sigma + \text{h. c.}) \text{Tr} \bar{B} B, \quad (1)
\end{aligned}$$

其中, B 是重子八重态, 其静止质量为 M_B , \hat{M}^0 是夸克质量矩阵, Λ , D , F , a_1 , a_2 和 a_3 分别是自由参数. 而 Σ 和 ξ 是手征场, 定义为

$$\Sigma = \exp\left(\frac{2i\pi_8}{f_*}\right),$$

收稿日期: 2004 - 01 - 13; 修改日期: 2004 - 03 - 12

* 基金项目: 中国科学院知识创新工程重点方向性项目 (KJ CX2-SW-No2); 科技部基础重大项目前期研究专项基金资助项目 (2002ccb00200)

作者简介: 李希国(1961-), 男(汉族), 甘肃西峰人, 博士, 副研究员, 从事理论物理和中高能核物理研究.

$$\xi = U = \exp\left(\frac{i\pi_8}{f_\pi}\right),$$

这里, π_8 是赝标量介子八重态. 矢量流及轴矢量流分别定义为

$$V_\mu = \frac{1}{2}(\xi^+ \partial_\mu \xi + \xi \partial_\mu \xi^+),$$

$$A_\mu = \frac{i}{2}(\xi^+ \partial_\mu \xi - \xi \partial_\mu \xi^+).$$

经过近似和计算, 可以得到 K 介子^[3, 9]与核子相互作用的拉氏函数

$$L = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - M_N)\Psi - \frac{3i}{8f_K} \bar{\Psi}\gamma^0 \Psi \bar{K} \vec{\partial} K + \partial^\mu \bar{K} \partial_\mu K - \left(m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \bar{\Psi}\Psi\right) \bar{K} K + \dots, \quad (2)$$

其中, M_N 是核子质量, $K = \begin{bmatrix} K^+ \\ K^- \end{bmatrix}$. 由此得 K^+ 和 K^- 介子的运动方程分别为

$$\square K^+ + \left(m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \rho_S\right) K^+ + \frac{3i}{4f_K^2} \rho_B \partial_0 K^+ = 0, \quad (3)$$

$$\square K^- + \left(m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \rho_S\right) K^- - \frac{3i}{4f_K^2} \rho_B \partial_0 K^- = 0, \quad (4)$$

其中, $f_\pi \approx 93$ MeV, $\Sigma_{KN} \approx 350$ MeV. 这里对 $\bar{\Psi}\Psi$, $\bar{\Psi}\gamma^0 \Psi$ 分别用其期望值 $\rho_S = \langle \bar{\Psi}\Psi \rangle$, $\rho_B = \langle \bar{\Psi}\gamma^0 \Psi \rangle$ 代替. ρ_S 和 ρ_B 分别是重子(在这里也就是核子)的标量密度和矢量密度. 在动量表象中, 对 K^+ 展开:

$$K^+ = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{i(kx - \omega_K^+ t)} f(k) (dk d\omega_K^+), \quad (5)$$

代入(3)式得到

$$\omega_K^{*2} - \frac{3\rho_B}{4f_K^2} \omega_K^{*2} + \left(\frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \rho_S - m_K^2 - k^2\right) = 0, \quad (6)$$

对 K^- 同样可以得到

$$\omega_K^{*2} + \frac{3\rho_B}{4f_K^2} \omega_K^{*2} + \left(\frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \rho_S - m_K^2 - k^2\right) = 0. \quad (7)$$

在自然单位下, 有相对论质能关系

$$p^2 + m_K^{*2} = k^2 + m_K^{*2} = E_{K^\pm}^2 = \omega_{K^\pm}^2,$$

令 k 为零, 便可以得到有效质量为^[3, 4, 9, 10]

$$m_{K^+}^* = \omega_{K^+}^*(k=0) = m_K \left[1 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2 m_K^2} \rho_S + \left(\frac{3}{8} \frac{\rho_B}{f_K^2 m_K}\right)^2 \right]^{1/2} + \frac{3}{8} \frac{\rho_B}{f_K^2}, \quad (8)$$

$$m_{K^-}^* = \omega_{K^-}^*(k=0) = m_K \left[1 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2 m_K^2} \rho_S + \left(\frac{3}{8} \frac{\rho_B}{f_K^2 m_K}\right)^2 \right]^{1/2} - \frac{3}{8} \frac{\rho_B}{f_K^2}, \quad (9)$$

因此, 核的标量密度和矢量密度都对 $m_{K^\pm}^*$ 产生影响^[10].

3 非线性效应对标量密度和矢量密度关系的影响

为了研究标量密度和矢量密度的关系对 K 介子有效质量的影响, 必须知道核物质的标量密度和矢量密度之间存在的关系. 非线性 σ - ω - ρ 模型的有效拉氏量可表示为^[11, 12]

$$L_{\sigma\omega\rho} = \bar{\Psi}[\gamma_\mu(i\partial^\mu - g_v V^\mu - g_\rho \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{b}^\mu) - (M - g_s \phi)]\Psi + \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - m_s^2 \phi^2) - \frac{1}{3}M_b(g_s \phi)^3 - \frac{1}{4}c(g_s \phi)^4 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\omega^2 V_\mu V^\mu - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} \cdot B^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\rho^2 \mathbf{b}_\mu \cdot \mathbf{b}^\mu, \quad (10)$$

其中, $F_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$, $B_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{b}_\nu - \partial_\nu \mathbf{b}_\mu$. 在这里, 我们忽略了 K 介子对核状态方程的影响作用. 在相对论平均场近似下, 对于静态的无限大核物质, 可以得到

$$\phi \rightarrow \langle \phi \rangle = \phi_0 = \frac{g_s}{m_s} \langle \bar{\Psi}\Psi \rangle = \frac{g_s}{m_s} \rho_S, \quad (11)$$

$$V_\mu \rightarrow \langle V_\mu \rangle = \delta_{\mu 0} V_0 = \frac{g_v}{m_\omega} \langle \Psi^+ \Psi \rangle = \frac{g_v}{m_\omega} \rho_B, \quad (12)$$

$$\mathbf{b}_\mu = b_0 \delta_{\mu 0}, \quad (13)$$

平均场理论中的拉氏量形式简化为^[8]

$$L_{MFI} = \bar{\Psi}[i\gamma_\mu \partial^\mu - g_v \gamma^0 V_0 - g_\rho \gamma^0 \boldsymbol{\tau}_3 b_0 - (M - g_s \phi_0)]\Psi - \frac{1}{2}m_s^2 \phi_0^2 - \frac{1}{3}M_b(g_s \phi_0)^3 - \frac{1}{4}c(g_s \phi_0)^4 +$$

$$\frac{1}{2}m_v^2V_0^2 + \frac{1}{2}m_p^2b_0^2. \quad (14)$$

场方程分别为

$$[i\gamma_\mu\partial^\mu - g_v\gamma^0V_0 - g_p\gamma^0\tau_3b_0 - (M - g_s\phi_0)]\Psi = 0, \quad (15)$$

$$m_s^2\phi_0 + Mb_g^3\phi_0^2 + cg_s^4\phi_0^3 = g_s\langle\bar{\Psi}\Psi\rangle, \quad (16)$$

$$m_v^2V_0 = g_v\langle\Psi^+\Psi\rangle, \quad (17)$$

$$m_p^2b_0 = g_p\langle\Psi^+\tau_3\Psi\rangle. \quad (18)$$

ρ_s 和 ρ_b 的关系由下面的两个公式给出^[13-15]

$$\rho_b = \frac{\gamma}{6\pi^2}k_F^3, \quad (19)$$

$$\rho_s = \frac{8}{(2\pi)^3}\int_0^{k_F}d^3k\frac{M^*}{\sqrt{k^2+M^{*2}}}. \quad (20)$$

对于核物质, γ 取为 4, 对于中子物质, γ 取为 2. 因为 $(M^*/E^*(k)) < 1$, 所以 ρ_s 小于 ρ_b , 这是 Lorentz 收缩效应^[15]. ρ_s 和 ρ_b 的关系为非线性的, 因此其对应关系很难给出明显的解析表达式. 为此, 我们先求出能量密度

$$\begin{aligned} \epsilon = & g_vV_0\rho_b + \frac{1}{2}m_s^2\phi_0^2 - \frac{1}{2}m_v^2V_0^2 + \\ & \frac{1}{3}Mg_s^3\phi_0^3 + \frac{1}{4}cg_s^4\phi_0^4 + \frac{1}{2}m_p^2b_0^2 + \\ & \frac{2}{(2\pi)^3}\left[\int_0^{k_{F_p}}d^3k(k^2+M^{*2})^{1/2} + \right. \\ & \left. \int_0^{k_{F_n}}d^3k(k^2+M^{*2})^{1/2}\right], \quad (21) \end{aligned}$$

$$k_{F_p} = \left[\frac{3\pi^2}{2}\rho_b(1-\alpha)\right]^{1/3},$$

$$k_{F_n} = \left[\frac{3\pi^2}{2}\rho_b(1+\alpha)\right]^{1/3},$$

$$\alpha = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_b}. \quad (22)$$

利用约束条件 $\frac{\partial\epsilon}{\partial\phi_0} = 0$ 得到

$$\begin{aligned} & m_s^2\phi_0 + Mb_g^3\phi_0^2 + cg_s^4\phi_0^3 - \\ & \frac{M - g_s\phi_0}{2\pi^2} \left\{ -k_{F_p} [k_{F_p}^2 + (M - g_s\phi_0)^2]^{1/2} - \right. \\ & (M - g_s\phi_0)^2 \ln \frac{k_{F_p} + [k_{F_p}^2 + (M - g_s\phi_0)^2]^{1/2}}{M - g_s\phi_0} + \\ & k_{F_n} [k_{F_n}^2 + (M - g_s\phi_0)^2]^{1/2} - (M - g_s\phi_0)^2 \cdot \\ & \left. \ln \frac{k_{F_n} + [k_{F_n}^2 + (M - g_s\phi_0)^2]^{1/2}}{M - g_s\phi_0} \right\} = 0. \quad (23) \end{aligned}$$

联立(16), (22)和(23)式可以确定 ρ_s 和 ρ_b 的对应关系.

由(23)式可以看出, 矢量介子仅仅对能量产生影响, 对 ρ_s 和 ρ_b 的对应关系没有直接影响. 这是因为另一个限制条件 $\frac{\partial\epsilon}{\partial V_0} = 0$.

定义 $g_2 = Mb_g^3$, $g_3 = cg_s^4$. 在线性 σ - ω 模型^[10, 12]中, $g_2 = g_3 = 0$, ϕ_0 正比于 ρ_s , 则 ρ_s 和 ρ_b 的对应关系为^[10]

$$\begin{aligned} & 4\pi\rho_s - \gamma^{2/3}\left(M - \frac{g_s^2}{m_s^2}\rho_s\right)(6\rho_b\pi^2)^{1/3} \cdot \\ & \left(\left(\frac{6\rho_b\pi^2}{\gamma}\right)^{2/3} + \left(M - \frac{g_s^2}{m_s^2}\rho_s\right)^2\right)^{1/2} - \\ & \gamma\left(M - \frac{g_s^2}{m_s^2}\rho_s\right)^3 \ln\left\{\left(\frac{6\rho_b\pi^2}{\gamma}\right)^{1/3} + \right. \\ & \left. \left[\left(\frac{6\rho_b\pi^2}{\gamma}\right)^{2/3} + \left(M - \frac{g_s^2}{m_s^2}\rho_s\right)^2\right]^{1/2}\right\} + \\ & \gamma\left(M - \frac{g_s^2}{m_s^2}\rho_s\right)^3 \ln\left(M - \frac{g_s^2}{m_s^2}\rho_s\right)^2 = 0. \quad (24) \end{aligned}$$

在相对论平均场理论中, 不同的参数组对应于不同的模型. 在本文计算中, 对线性 σ - ω 模型, 采用 L-W^[16, 19]参数组, 而对于非线性 σ - ω - ρ 模型, 采用 NL2^[16]参数组.

由图 1 可知, 对于同一数值的 ρ_b , 纯中子物质中的 ρ_s 略小于在对称核物质中的 ρ_s . 无论在线性还是非线性核物质模型中, 在低密度区间, 不同参数组得出的曲线几乎完全重合, 表明各个参数组在此区间上对密度关系的影响几乎没有差别. 在 ρ_b 到达 $2\rho_0$ 之后, 各条曲线的 ρ_s 数值相差较大, 在 ρ_s 到达 $4\rho_0$ 附近时, 不同的参数得出的 ρ_s 数值差别明显,

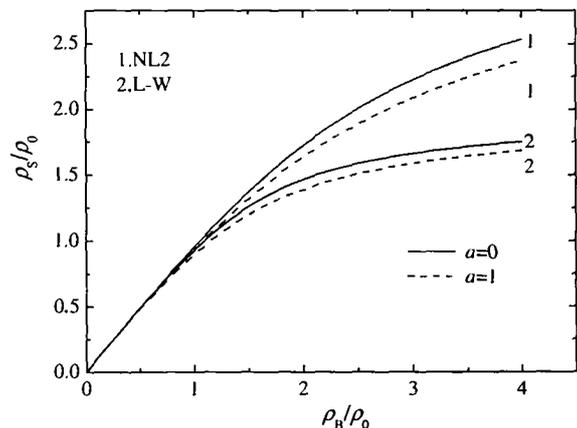


图 1 标量密度和矢量密度的关系曲线

这可能与不同的模型或不同的参数组的选定有关。

4 K 介子有效质量对核物质密度的依赖关系

根据上面讨论的 ρ_s 和 ρ_b 的关系, 由(8)和(9)式我们得出了 K 介子在线性和非线性核物质模型中的有效质量对密度的依赖关系, 如图 2 所示. 从图 2 可以看到, 无论是用哪种参数, 计算出来的纯中子物质中的 K 介子有效质量略大于在对称核物质中的数值. 从图中还可以看出, 在对称和非对称

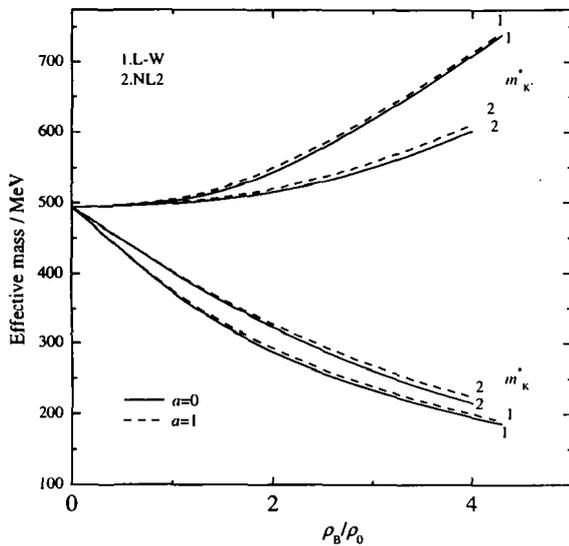


图 2 K 介子有效质量对密度的依赖关系

核物质中, 当密度小于两倍的正常核密度时, K^- 的有效质量下降较快, K^+ 的有效质量则缓慢上升, 不同模型的影响差别很小. 尤其是对于 K^+ 介子, 各条曲线几乎重合; 在 2.0—3.0 倍 ρ_0 时, K^- 的有效

质量的下降明显减缓, 形成一个转折点; 而在到 $3\rho_0$ 以后, 不同模型下的 K^- 有效质量对核密度依赖关系均明显减弱. K^+ 却恰恰相反, 有效质量随着密度的增大而增加, 在 0—2.0 倍 ρ_0 时平缓上升, 2.0—3.0 倍 ρ_0 区间, 上升较为明显, 到达 $4.0\rho_0$ 以后, 有效质量随着密度明显增加, 非线性对 K 介子有效质量的影响比线性的大一些.

5 结果和讨论

根据标量密度和矢量密度的关系, 由图 1 可知, 在低密情况下, 各组参数计算得出的结果几乎没有差别, 但在高密极端条件下, 不同参数组计算得出的差别就明显了, 这可能与不同的模型或不同的参数组的选定有关. 利用 ρ_s - ρ_b 关系, 研究了不同模型对 K 介子有效质量的影响. 从图 2 可以看出, 当密度小于两倍的正常核密度时, K^- 的有效质量下降较快, K^+ 介子则缓慢上升, 不同参数影响差别不大; 在 2.0—3.0 倍 ρ_0 区间, K^- 的有效质量的下降明显减缓, 形成一个转折点, K^+ 的有效质量上升较为明显; 到达 $4.0\rho_0$ 以后, K^- 的有效质量对核密度依赖关系均明显减弱, K^+ 的有效质量随着密度明显增加, 线性对 K 介子有效质量的影响要小于非线性的. 无论使用哪一组参数, 计算结果都与文献 [16, 17] 中 NJL 模型给出的核物质中夸克凝聚的结果十分相似, 说明了核物质中 K 介子的有效质量改变也可能是 K 介子阈下产生机制之一, 手征对称破缺在核物质密度区域 2.0—3.0 倍 ρ_0 得到部分恢复.

参 考 文 献:

[1] Kaplan D B, Nelson A E. Phys Lett, 1986, B175: 57.
 [2] Nelson A E, Kaplan D B. Phys Lett, 1987, B192: 193.
 [3] Classing W, Bratkovskaya. Phys Rep, 1999, 308: 65.
 [4] Li G Q, Ko C M, Fang X S. Phys Lett, 1994, B329: 149.
 [5] Li G Q, Ko C M, Li Bao-an. Phys Rev Lett, 1995, 74: 235.
 [6] Cohen Thomas D, Furnstahl R J, Grieged David K. Phys Rev, 1992, C45: 1 881.
 [7] Barth R, Senger P, Ahner W, et al. Phys Rev Lett, 1997, 78: 4 007.
 [8] Laue F, Sturm C, Böttcher I, et al. Phys Rev Lett, 1999, 82: 1 640.
 [9] Li G Q, Brown G E. Nucl Phys, 1997, A625: 372.
 [10] 高 远, 李希国, 贾多杰. 高能物理与核物理, 2003, 27 (11): 995.
 [11] Boguta J, Bodmer A R. Nucl Phys, 1977, A292: 413.
 [12] Serot B D, Walecka J D. Int J Mod Phys, 1997, E6: 515.
 [13] Serot B D, Walecka J D. Adv Nucl Phys, 1986, 16: 1.
 [14] Ko C M, Li Qi, Wang Renchuan. Phys Rev Lett, 1987, 59: 1 084.
 [15] Ding Dazhao, Chen Yongshou, Zhang Huanqiao. Progress of Nuclear Physics. Shanghai, Shanghai Scientific & Technical Publishers, 1997, 473—553.

- [16] Chung K C, Wang C S, Santiago A J, *et al.* Eur Phys J A, 2000, **A9**: 453. 054901.
- [17] Zhuang Pengfei, Huang M, Yang Z. Phys Rev, 2000, **C62**: [18] 庄鹏飞. 原子核物理评论, 2002, **19**(3): 306.
- [19] Walecka J D. Ann Phys(N. Y.), 1974, **83**: 491.

Nonlinear Effects on Effective Mass of Kaon and Antikaon Mesons*

LI Xi-guo^{1,2}, GUO Yan-rui¹, GAO Yuan¹, JIN Gen-ming^{1,2}, LI Yong-qing¹

(1 *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;*

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

Abstract: We investigate the effect of the nuclear vector density ρ_B and the scalar density ρ_S on in-medium kaon and antikaon effective masses. Based on nonlinear σ - ω - ρ model in the relativistic mean-field approximation, we obtained the relation between the two nuclear densities both σ - ω model and σ - ω - ρ model. By using the relation, we improve the dependence of in-medium kaon and antikaon effective masses. We also studied the differences of kaon and antikaon effective masses obtained by using the linear σ - ω model and the nonlinear σ - ω - ρ model. At the same time, we presented the kaon and antikaon effective masses in neutron matter and analysed the differences in neutron matter and in nuclear matter.

Key words: kaon meson; effective mass; σ - ω - ρ model; nuclear matter

* **Foundation item:** Knowledge Innovation Project, Chinese Academy of Sciences(KJ9X2-SW-No2), Ministry of Science and Technology of China (2002ceb00200)