

奇异核物质中K介子有效质量*

李希国^{1,2;1)} 刘新宇^{1,3} 高远⁴

1 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

3 (中国科学院研究生院 北京 100049)

4 (杭州电子科技大学信息工程学院 杭州 310037)

摘要 在Schaffner相对论平均场模型的框架基础上,考虑同位旋矢量介子 δ ,扩展了强子动力学模型和单玻色子交换K介子-模型,重新讨论了介子与重子和介子与K介子相互作用的耦合常数,研究了奇异核物质中K介子的有效质量,发现在奇异核物质中K介子的有效质量随密度的变化比在纯核子物质中的变化小.同位旋矢量介子 δ 对在奇异核物质中K介子有效质量随密度变化有明显的影 响,但对不同的参数组,其影响的大小不同.

关键词 K介子有效质量 奇异核物质 标量同位旋矢量介子 δ

1 引言

研究核物质中K介子的有效质量、凝聚及传播不但可以加深人们对强子性质及强相互作用和手征对称破缺恢复机制的理解,而且也能够为研究核状态方程提供新的信息,这有助于进一步研究中子星形成和结构.

自从德国GS在重离子碰撞中发现K介子阈下产生现象^[1, 2]以来, K介子在核物质中的性质一直是国际核物理研究中的热门课题之一.因为强子层次相对较弱的KN强相互作用,在高密核物质中K介子产生后几乎没有重复吸收效应,使得K介子成为探索核介质效应的理想的强子探针之一,也是对轻子或电磁探针的很好的补充.最近几年,非对称核物质性质已经成为核物理研究的基本问题之一^[3],所以,从理论和实验两方面研究非对称核物质中K介子性质的同位旋效应也是一个重要的课题^[4-6],它影响了核物质中K⁻介子的凝聚,从而可能影响到中子星的结构.

1986年, Kaplan和Nelson^[7]提出了核物质中可能存在K介子的凝聚以来,人们从理论上对核物质中K介子的性质进行了广泛的研究.核介质中K介子的性质与自由状态相比有很大的变化.在核物质中K⁻介

子的有效质量随着核子密度的增加而减小,在到达3倍饱和核密度以后,就有可能产生凝聚. K⁻介子有效质量随核密度的增加而明显的下降,这与夸克凝聚随核密度增大而明显降低紧密相关.而介质中K的质量的改变可能是K介子阈下产生的一种新机制^[2, 4].

从 $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ 非线性手征拉氏量出发,利用色散关系,李国强^[8, 9]等人得到了K介子有效质量对核物质标量密度 ρ_S 和矢量密度 ρ_B 的依赖关系,我们^[10]在线性和非线性Walecka模型框架下,给出了 ρ_S 和 ρ_B 的关系式,利用相对论平均场理论,系统讨论了不同模型和参数对核物质标量密度 ρ_S 和矢量密度 ρ_B 的影响,并在此基础上研究了各种不同情况下K介子有效质量的差别和大小^[11, 12].利用密度依赖的相对论平均场(DDRMF)模型,讨论了同位旋矢量介子 δ 对K介子在非对称核物质中有效质量的影响^[13].

另一方面, J. Schaffner等人^[14]利用扩展的相对论平均场近似和简单的K介子-重子相互作用通过交换介子图像,研究了K介子在奇异核物质中的性质和凝聚; Norman K. Glendenning和J. Schaffner-Bielich^[15-17]通过考虑K介子与介子场的极小耦合模型研究了中子星中K介子的一阶凝聚;郭华等人^[18, 19]在DDRMF和相对论平均场模型基础上,考

2006-12-19 收稿

* 中国科学院知识创新工程重点方向性项目(KJ9X3-SYW-N2, KJ9X2-SW-N16)和国家自然科学基金(10435080, 10575123)资助
1) E-mail: xgl@impcas.ac.cn

虑了标量-同位旋矢量介子 δ 介子, 利用 KN 相互作用的单玻色交换模型给出了 K 介子的色散关系, 研究 K 介子质量随密度的变化关系和在中子星中 K^- 凝聚的临界密度; 谷建法等人^[20, 21] 利用手征强子模型 (FST) 和 K 介子与介子场的极小耦模型, 研究了包括奇异重子物质中 K 介子凝聚的临界密度及中子星中解禁闭相变等问题. 在他们的研究中, J. Schaffner 等人考虑了奇异强子之间的奇异介子的交换作用, 但没有很好的考虑标量-同位旋矢量介子 δ 介子的影响, 郭华等人的研究中考虑了标量-同位旋矢量介子 δ 介子, 但没有考虑超子之间的奇异强相互作用. 而随着中子星内部密度的不同, 超子等奇异强子会产生, 而且核物质是同位旋非对称的, 另外, 重离子碰撞也可以形成高密非对称核物质, 因此, 需要全面考虑奇异介子和同位旋矢量介子对核物质中 K 介子性质的影响.

本文在 J. Schaffner 工作的基础上, 考虑重子 8 重态, 即 $n, p, \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$, 它们之间除了同位旋标量介子 σ, ω 和同位旋矢量介子 ρ, δ 相互作用外, 还考虑超子-超子之间的奇异标量介子 $f_0(980)$ (场函数用 σ^* 表示) 和 $\phi(1020)$ (场函数用 ϕ^* 表示) 的相互作用, 给出了拉氏密度和在相对论平均场近似下的重子和介子场的方程. 考虑 K 介子与重子通过单玻色交换, 从极小耦合得到 K 介子的单介子交换拉氏密度, 给出 K 介子的色散关系. 确定重子与介子和 K 介子与其他介子之间的耦合常数, 研究 K 介子在奇异强子物质中的质量改变, 并与由 $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ 模型给出的结果进行比较.

2 K 介子单玻色子交换模型

高密核物质中会出现新的自由度, 即奇异强子. 比如在中子星物质中, 超子和 K 介子在大于正常核密度 2—3 倍的核物质中就可能出现, 它们会影响高密核物质状态方程和中子星的整体性质. Glendenning^[22] 首先利用相对论平均场 (RMF) 模型讨论了包含超子的核物质状态方程. J. Schaffner 等人^[14] 在此基础上, 考虑了超子-超子之间通过奇异标量介子 $f_0(980)$ (场函数用 σ^* 表示) 传递吸引的相互作用, 通过交换奇异标量介子 $\phi(1020)$ (场函数用 ϕ^* 表示) 传递排斥的相互作用, 讨论了重子八重态 $n, p, \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$ 与介子 $\sigma, \omega, \rho, \sigma^*, \phi^*$ 场的耦合常数, 研究了奇异核物质的性质, 并利用 K 介子的单玻色子交换模型探索了 K 介子在奇异核物质中的性质和凝聚. 但他们没有很好的考虑 δ 介子的作用. 在 J. Schaffner 等人^[14] 所

给出的 RMF 模型基础上, 考虑 δ 介子, 其扩展的拉氏量可以写为

$$L = \sum_B \bar{\psi}_B [\gamma_\mu (i\partial^\mu - g_{\omega B} \omega^\mu - g_{\phi^* B} \phi^{*\mu} - g_{\rho B} \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}^\mu) - (M - g_{\sigma B} \sigma - g_{\sigma^* B} \sigma^* - g_{\delta B} \boldsymbol{\tau}_B \cdot \boldsymbol{\phi}_\delta)] \psi_B + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_\delta \partial^\mu \phi_\delta - m_\delta^2 \phi_\delta^2) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu + \frac{1}{4} c_3 (\omega_\mu \omega^\mu)^2 - \frac{1}{4} \mathbf{R}^{\mu\nu} \cdot \mathbf{R}_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \boldsymbol{\rho}^\mu \cdot \boldsymbol{\rho}_\mu + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma^* \partial^\mu \sigma^* - m_{\sigma^*}^2 \sigma^{*2}) + \frac{1}{2} m_{\phi^*}^2 \phi_\mu^* \phi^{*\mu} - \frac{1}{4} G^{\mu\nu} G_{\mu\nu}, \quad (1)$$

其中 $B = n, p, \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$, 注意中子 n 和质子 p 与奇异介子 σ^*, ϕ^* 之间无相互作用, 即 $g_{\sigma^* N}, g_{\phi^* N}$ 为零. 且, $F_{\mu\nu} = \partial_\mu \omega_\nu - \partial_\nu \omega_\mu$, $\mathbf{R}_{\mu\nu} = \partial_\mu \boldsymbol{\rho}_\nu - \partial_\nu \boldsymbol{\rho}_\mu$, $G_{\mu\nu} = \partial_\mu \phi_\nu^* - \partial_\nu \phi_\mu^*$. 在平均场近似下, 由 (1) 式很容易得到重子场和介子场在平均场近似下的运动方程为

$$[i\gamma_\mu \partial^\mu - g_{\omega B} \gamma^0 \omega_0 - g_{\phi^* B} \gamma^0 \phi_0^* - g_{\rho B} \gamma^0 \boldsymbol{\tau}_3 \rho_{30} - (M - g_{\sigma B} \sigma_0 - g_{\sigma^* B} \sigma_0^* - g_{\delta B} \boldsymbol{\tau}_3 \phi_{\delta 0})] \psi_B = 0, \quad (2)$$

$$m_\sigma^2 \sigma_0 + g_2 \sigma_0^2 + g_3 \sigma_0^3 = \sum_B g_{\sigma B} \tau_3^B \langle \bar{\psi} \psi \rangle = \sum_B g_{\sigma B} \tau_3^B \rho_S, \quad (3)$$

$$m_\omega^2 \omega_0 + c_3 \omega_0^3 = \sum_B g_{\omega B} \langle \psi^+ \psi \rangle = \sum_B g_{\omega B} \rho_B, \quad (4)$$

$$m_\rho^2 \rho_0 = \sum_B g_{\rho B} \tau_3^B \langle \psi^+ \psi \rangle = \sum_B g_{\rho B} \tau_3^B \rho_{B3}, \quad (5)$$

$$m_\delta^2 \phi_{\delta 0} = \sum_B g_{\delta B} \tau_3^B (\rho_{S p} - \rho_{S n}) = \sum_B g_{\delta B} \tau_3^B \rho_{S3}, \quad (6)$$

$$m_{\sigma^*}^2 \sigma_0^* = \sum_H g_{\sigma^* H} \langle \bar{\psi} \psi \rangle = \sum_B g_{\sigma^* H} \rho_S, \quad (7)$$

$$m_\omega^2 \phi_0^* = \sum_B g_{\phi^* B} \langle \psi^+ \psi \rangle = \sum_B g_{\phi^* B} \rho_B, \quad (8)$$

奇异核物质中, 核子的有效质量表达式, 超子的有效质量表达式分别为

$$M_p^* = M_N - g_{\sigma N} \sigma_0 - g_{\delta N} \phi_{\delta 0}, \quad (9)$$

$$M_n^* = M_N - g_{\sigma N} \sigma_0 + g_{\delta N} \phi_{\delta 0}, \quad (10)$$

$$M_\Lambda^* = M_\Lambda - g_{\sigma \Lambda} \sigma_0 - g_{\sigma^* \Lambda} \sigma_0^*, \quad (11)$$

$$M_{\Sigma^\pm}^* = M_\Sigma - g_{\sigma \Sigma} \sigma_0 - g_{\sigma^* \Sigma} \sigma_0^* \mu g_{\delta \Sigma} \phi_{\delta 0}, \quad (12)$$

$$M_{\Xi(0,-)}^* = M_\Xi - g_{\sigma \Xi} \sigma_0 - g_{\sigma^* \Xi} \sigma_0^* \mu g_{\delta \Xi} \phi_{\delta 0}. \quad (13)$$

由方程 (6) 可知, 在对称核物质中, ϕ_δ 为零, 而非对称核物质 ϕ_δ 不为零. 因此, δ 介子是描述了核子和超子的同位旋相关的相互作用. 刘波等人^[23] 将包含核子, 同位旋标量介子 σ , ω 的相对论平均场扩展为包含同位旋矢量介子 ρ , δ 的相对论平均模型, 并讨论了耦合常数. 郭华等人^[19] 在密度相关的相对论强子 (DDRH) 场论模型中首次引入 δ 介子, 讨论了超新星物质中 K 介子凝聚问题. 从 (9), (10) 和 (12) 和 (13) 式可以看到, 非对称核物质中, 中子和质子、 Σ^\pm 超子、 $\Xi^{0,-}$ 的有效质量将发生劈裂.

在包含超子的奇异强子物质中, 比如在中子星内部, 由于介质中含有大量的奇异成分, 因为 K 介子奇异数不为 0, 所以除了和 σ , ω , ρ , ϕ_δ 发生相互作用外, K 介子还将通过奇异介子 $f_0(980)$, $\phi(1020)$ 和奇异重子产生相互作用, 极小耦合^[15-17] 的 K 介子拉氏密度为

$$L'_K = D_\mu^* \bar{K} D^\mu K - m_K^{*2} \bar{K} K, \quad (14)$$

其中 $D_\mu = \partial_\mu + ig_{\omega K} \omega_\mu + ig_{\rho K} \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}_\mu + ig_{\phi^* K} \phi_\mu^*$, $\bar{K} = (K^-, \bar{K}^0)$. 定义

$$m_K^* = m_K - \frac{1}{2} g_{\sigma K} \sigma_0 + \frac{1}{2} g_{\delta K} \tau_{3,K} \phi_{\delta 0} - \frac{1}{2} g_{\sigma^* K} \sigma_0^*, \quad (15)$$

将 (15) 式代入 (14) 式, 发现标量介子场的二次项是一次项的 $g_{iK}/4m_K$ ($i = \sigma, \delta, \sigma^*$) 倍, 因此, 可以忽略标量介子场的二次项^[16], 由此得到 K 介子与重子通过交换单介子实现它们之间的相互作用, 即 K 介子的单介子交换模型的拉氏量为

$$L_K = D_\mu^* \bar{K} D^\mu K - (m_K^2 + m_K g_{\sigma K} \sigma_0 - m_K g_{\delta K} \tau_{3,K} \phi_{\delta 0} + m_K g_{\sigma^* K} \sigma_0^*) \bar{K} K, \quad (16)$$

其 K 介子的色散关系为

$$\omega_{K, \bar{K}} = \sqrt{m_K^2 - m_K g_{\sigma K} \sigma_0 + m_K g_{\delta K} \tau_{3,K} \phi_{\delta 0} - m_K g_{\sigma^* K} \sigma_0^* + k^2} \pm (g_{\omega K} \omega_0 + g_{\rho K} \boldsymbol{\tau}_3 \cdot \boldsymbol{\rho}_{30} + g_{\phi^* K} \phi_0^*), \quad (17)$$

其中 $K = \begin{bmatrix} K^+ \\ K^0 \end{bmatrix}$ 对应+, 而 $\bar{K} = [K^- \quad \bar{K}^0]$ 对应-. 这就是在相对论平均场近似下, 奇异核物质中 K 介子的能量随各个传递强相互作用介子场的变化关系式, 由于各介子场的运动方程与核物质的密度相关, 因此, (17) 式给出了 K 介子能量随核物质密度变化而改变的关系, 如果取 K 介子的动量 k 为零, 可以用 (17) 式讨论奇异核物质中 K 介子的有效质量.

3 耦合常数的确定

为了利用方程 (3), (4), (5), (6), (7), (8) 和 (17) 式研究 K 介子的介质效应, 必须给出这些方程中的耦合常数. 下面主要讨论这个问题.

3.1 重子与介子的耦合常数

在非对称核物质中, 因为同位旋介子 δ 的引入, Hartree 对称能近似下的表达式可以写为^[23, 24]

$$E_{\text{sym}}(\rho_B) = \frac{1}{6} \frac{k_F^2}{E_F^*} + \frac{1}{2} f_\rho \rho_B - \frac{1}{2} f_\delta \frac{M_N^{*2} \rho_B}{E_F^{*2} [1 + f_\delta A(k_F, M_N^*)]}, \quad (18)$$

其中

$$E_F^* = \sqrt{k_F^2 + M^{*2}}, \quad f_i = \frac{g_i^2}{m_i^2}, \quad i = \delta, \rho,$$

$$A(k_F, M_N^*) = \frac{4}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} d^3 k \frac{M^*}{(k^2 + M^{*2})^{\frac{3}{2}}}.$$

计算结果表明 $A(k_F, M_N^*)$ 的数值很小, 因此可以完全忽略, 所以, 对称能的表达式可以近似写为

$$E_{\text{sym}}(\rho_B) = \frac{1}{6} \frac{k_F^2}{E_F^*} + \frac{1}{2} f_\rho \rho_B - \frac{1}{2} f_\delta \frac{M_N^{*2} \rho_B}{E_F^{*2}}, \quad (19)$$

(19) 式表明 ρ 和 δ 介子对对称能的贡献恰好相反. 如果增大 δ 的耦合系数, ρ 的耦合强度也应该相应增大, 这样才能得出正确的对称能大小. 根据 Bonn 介子交换模型, 分别取^[25] $f_\delta = 2.5$ 和 $f_\delta = 1.4$, 利用文献 [26] 给出的对称能值和介子质量的值, 重新计算了 ρ 的耦合强度 (见表 1).

超子和矢量介子 ω , ρ , ϕ^* 的耦合强度, 可以根据 $SU(6)$ 对称性确定^[14], 即有关系

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

$$g_{\rho N} = g_{\rho \Xi} = \frac{1}{2} g_{\rho \Sigma}, \quad g_{\rho \Lambda} = 0, \quad (20)$$

$$2g_{\phi^* \Lambda} = 2g_{\phi^* \Sigma} = g_{\phi^* \Xi} = -\frac{2\sqrt{2}}{3} g_{\omega N}, \quad g_{\phi^* N} = 0. \quad (21)$$

超子与标量介子的耦合系数, 可以用下列关系确定^[14]

$$U_Y^{(N)} = g_{\sigma Y} \sigma_0 + g_{\omega Y} \omega_0, \quad (22)$$

$$U_Y^{(Y)} = g_{\sigma^* Y} \sigma_0^* + g_{\phi^* Y} \phi_0^*. \quad (23)$$

上式中 $Y = \Lambda, \Sigma^{+,0,-}, \Xi^{0,-}$. 超子在核物质中的势阱深度的实验数据^[14] 为

$$U_\Lambda^{(N)} = U_\Sigma^{(N)} = -30 \text{ MeV}, \quad U_\Xi^{(N)} = -28 \text{ MeV}, \quad (24)$$

$$U_\Xi^{(Y)} \approx U_\Lambda^{(Y)} \approx 2U_\Lambda^{(\Lambda)} \approx 2U_\Xi^{(\Lambda)} \approx -40 \text{ MeV}. \quad (25)$$

对于介子与 Σ 超子的耦合常数是和介子与 Λ 超子的耦

合常数相同, 但同位旋矢量介子 ρ 与 Σ 超子的耦合常数由 $g_{\delta\Sigma} = 2g_{\delta\Xi} = 2g_{\delta N}$ 确定, 且 $g_{\delta\Lambda} = 0$. 最后得到新确定的耦合系数在表 1 中列出.

表 1 介子与重子的耦合系数

g_{iN}	f_δ	$L-Z$	$NL1$	$NL2$	$NL3$	$NL3-II$	NLB	$NL-B1$	$NL-B2$
	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$g_{\delta N}$	1.4	5.90	5.90	5.90	5.90	5.90	5.90	5.90	5.90
	2.5	7.89	7.89	7.89	7.89	7.89	7.89	7.89	7.89
	0	5.44	4.98	5.39	4.47	4.48	4.27	3.75	5.53
$g_{\rho N}$	1.4	6.82	6.48	6.88	6.13	6.13	6.02	5.66	5.45
	2.5	7.72	7.45	7.84	7.16	7.16	7.09	6.78	6.56
$g_{\sigma\Lambda}$		6.88	6.24	5.65	6.32	6.31	6.01	5.38	5.95
$g_{\sigma\Sigma}$		6.88	6.24	5.65	6.32	6.31	6.01	5.38	5.95
$g_{\sigma\Xi}$		3.77	3.45	3.21	3.51	3.50	3.35	3.01	3.28
$g_{\sigma^*\Lambda}$		6.93	6.65	5.38	6.35	6.36	6.10	5.85	6.59
$g_{\sigma^*\Sigma}$		6.93	6.65	5.38	6.35	6.36	6.10	5.85	6.59
$g_{\sigma^*\Xi}$		13.61	13.07	11.51	12.72	12.70	12.48	11.74	12.72
$g_{\phi^*\Lambda}$		-6.52	-6.26	-5.42	-6.07	-6.06	-5.93	-5.57	-6.08
$g_{\phi^*\Sigma}$		-6.52	-6.26	-5.42	-6.07	-6.06	-5.93	-5.57	-6.08
$g_{\phi^*\Xi}$		-13.03	-12.52	-10.84	-12.13	-12.12	-11.87	-11.13	-12.16

g_{iN}	f_δ	NLC	NLD	$NL-RA$	$NL-SH$	$NL-VT$	$NL-Z$	$TM1$	$TM2$
	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$g_{\delta N}$	1.4	5.90	5.90	5.90	5.90	5.90	5.90	5.90	5.90
	2.5	7.89	7.89	7.89	7.89	7.89	7.89	7.89	7.89
	0	4.33	4.49	4.52	4.38	4.61	4.85	4.63	4.68
$g_{\rho N}$	1.4	6.08	6.24	6.18	6.07	6.23	6.40	6.31	6.31
	2.5	7.15	7.31	7.21	7.11	7.23	7.38	7.35	7.33
$g_{\sigma\Lambda}$		6.05	5.14	5.93	6.47	6.04	6.21	6.23	7.16
$g_{\sigma\Sigma}$		6.05	5.14	5.93	6.47	6.04	6.21	6.23	7.16
$g_{\sigma\Xi}$		3.39	2.95	3.32	3.60	3.35	3.44	3.50	3.95
$g_{\sigma^*\Lambda}$		5.94	5.04	5.83	6.33	6.33	6.46	6.06	7.09
$g_{\sigma^*\Sigma}$		5.94	5.04	5.83	6.33	6.33	6.46	6.06	7.09
$g_{\sigma^*\Xi}$		12.11	10.95	11.84	12.80	12.51	12.74	12.48	14.33
$g_{\phi^*\Lambda}$		-5.75	-5.12	-5.61	-6.10	-5.97	-6.09	-5.95	-6.90
$g_{\phi^*\Sigma}$		-5.75	-5.12	-5.61	-6.10	-5.97	-6.09	-5.95	-6.90
$g_{\phi^*\Xi}$		-11.51	-10.24	-11.22	-12.20	-11.93	-12.17	-11.89	-13.80

表 1 给出了不同参数组, 同位旋标量介子、同位旋矢量介子和奇异介子与核子和超子的耦合常数.

3.2 K 介子与中间玻色子的耦合常数

K 介子的耦合系数确定方法有很多, 不同的方法差别很大, 这里介绍其中一种方法. K 介子与矢量介子的耦合系数可以通过 $SU(3)$ 来确定^[14], 得到

$$2g_{\omega K} = 2g_{\rho K} = \sqrt{2}g_{\phi^* K} = 6.04, \quad (26)$$

对于 K 介子与标量介子的耦合系数, 方法之一是通过 s 波的 KN 散射长度来确定. s 波的 KN 散射长度可以写为

$$\bar{a}_0 = \frac{1}{4}a_0^{I=0} + \frac{3}{4}a_0^{I=1} = \frac{m_K}{4\pi(1+m_K/M_N)} \left(\frac{g_{\sigma K}g_{\sigma N}}{m_\sigma^2} - 2\frac{g_{\omega K}g_{\omega N}}{m_\omega^2} \right), \quad (27)$$

$$a_0^{I=1} = \frac{m_K}{4\pi(1+m_K/M_N)} \times \left(\frac{g_{\sigma K}g_{\sigma N}}{m_\sigma^2} + \frac{g_{\delta K}g_{\delta N}}{m_\delta^2} - 2\frac{g_{\omega K}g_{\omega N}}{m_\omega^2} - 2\frac{g_{\rho K}g_{\rho N}}{m_\rho^2} \right), \quad (28)$$

$$a_0^{I=0} = \frac{m_K}{4\pi(1+m_K/M_N)} \times \left(\frac{g_{\sigma K}g_{\sigma N}}{m_\sigma^2} - 3\frac{g_{\delta K}g_{\delta N}}{m_\delta^2} - 2\frac{g_{\omega K}g_{\omega N}}{m_\omega^2} - 6\frac{g_{\rho K}g_{\rho N}}{m_\rho^2} \right). \quad (29)$$

根据实验^[14] 确定 $\bar{a}_0 = -0.255$, $a_0^{I=1} = -0.31$ 以及 $a_0^{I=0} = -0.09$. (28) 和 (29) 式中 $g_{\rho N}$ 和 $g_{\delta N}$ 取 $f_\delta = 2.5$ 时的值^[25], 介子质量取文献[26]给出的值, 利用 (26)–(29) 式计算 K 介子与同位旋标量介子和同位旋矢量介子的耦合常数列于表 2, K 介子与奇异标量介子的耦合系数则通过 f_0 衰变来确定^[14].

表 2 K 介子与其他介子的耦合常数

组	L-Z	NL1	NL2	NL3	NL3-II	NLB	BL-B1	NL-B2	BLC	NLD	NL-RA	NL-SH	NL-VT	NL-Z	TM1	TM2
$g_{\sigma K}$	2.36	1.83	1.79	1.94	1.94	1.98	1.67	1.86	1.80	1.56	1.85	2.05	1.80	1.85	1.93	2.27
$g_{\omega K}$	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02
$g_{\rho K}$	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02	3.02
$g_{\delta K}$	8.48	8.14	8.64	7.77	7.77	7.52	7.13	6.86	7.59	7.80	7.84	7.70	7.86	8.05	7.84	7.81
$g_{\sigma^* K}$	2.65	2.65	2.65	2.65	2.65	2.65	2.65	2.65	2.65	2.65	2.65	2.65	2.65	2.65	2.65	2.65
$g_{\phi^* K}$	4.27	4.27	4.27	4.27	4.27	4.27	4.27	4.27	4.27	4.27	4.27	4.27	4.27	4.27	4.27	4.27

表2给出的 $g_{\delta K}$ 的数据与文献[14]给出的有所不同, 因为 δ 介子引入后, 改变了 ρ 介子与核子的相互作用强度, 即 $g_{\rho N}$ 与没有 δ 介子的是不同的, 由(28)式和(29)式可知, $g_{\delta K}$ 的值有变化. 当然, 这些耦合常数能够很好反映正常核密度下, 介子之间的相互作用强度.

4 数值结果与讨论

这节主要讨论K介子在奇异核物质中的有效质量, 并与其他模型的结果进行比较. 由(17)式可知, 当K介子的动量 $k=0$ 时, 奇异核介质中K介子的有效质量为

$$m_{K^\pm}^* = \sqrt{m_K^2 - m_K g_{\sigma K} \sigma_0 + m_K g_{\delta K} \tau_{3,K} \phi_{\delta 0} - m_K g_{\sigma^* K} \sigma_0^* \pm (g_{\omega K} \omega_0 + g_{\rho K} \tau_3 \cdot \rho_{30} + g_{\phi^* K} \phi^*)}. \quad (30)$$

联立方程(3)—(8)式和(30)式, 就可以计算奇异核物质中K介子的有效质量随核密度 ρ 的变化关系. 但是, 这里的核物质包括了超子物质, 而核物质中的超子出现依赖核密度 ρ , 因此首先计算出了核子和超子的密度分支比, 如图1所示, 由于核物质平衡关系, 超子在核密度大于1.8倍的正常核密度区才能出现. 图2是介子场随奇异核密度的变化关系, 奇异介子在核密度接近2倍的正常核密度的以上区域才出现, 奇异介子是反映超子之间的奇异(奇异夸克)相互作用性质的, 核物质中出现超子物质时, 才有奇异相互作用, 超子与奇异介子出现的核密度区域相同正好说明这一点. 另外, σ, σ^*, ρ 介子与 $\omega, \phi^*, \phi_\delta$ 介子的平均场函数数值相反, 反映了前组介子是描述重子之间的吸引作用, 而后一组介子是描述重子之间的排斥作用.

考虑了奇异核物质中各重子的密度分支比后, 由(27)式计算出了奇异核物质中K介子的有效质量如图3中的实线和密点线所示. 无论从 $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ 非线性手征模型出发(图3中的虚线), 还是使用单玻色子交换模型, 核物质中 K^- 介子的有效质量随着密度的增加而减少, 而 K^+ 介子则恰好相反. 这说明, 核物质中 K^- 介子受到吸引势作用, 而 K^+ 介子则受到了排

斥势的作用.

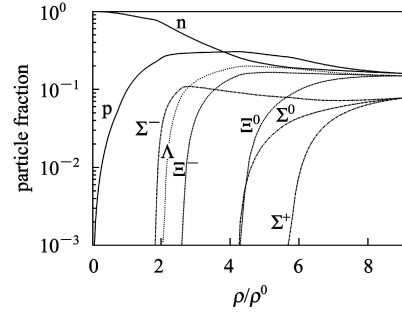


图 1 奇异核物质中核子和超子的密度分支比

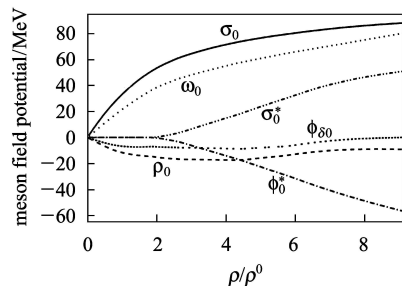


图 2 介子场函数随奇异核物质密度的变化

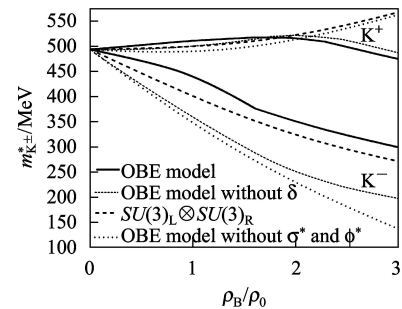


图 3 NLB 参数计算的 K^\pm 介子有效质量随密度的变化关系

其中虚线是 $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ 非线性手征模型在核物质中的计算结果, 点线是使用单玻色子交换模型在核物质中的计算结果, 实线是K介子在包含超子的非对称核物质中使用单玻色子交换模型的计算结果. 密点线是包含超子的对称核物质中的计算结果.

使用不包含奇异介子的单玻色子交换模型给出的 K^+ 和 K^- 介子在核物质中的有效质量随核密度的变化大于 $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ 非线性手征模型给出的结果. 对于 K^+ , 这两种途径给出的计算结果相差很小, 而对 K^- 则两者的计算结果相差很大, 在3倍饱和密度处,

其差别高达 150MeV 左右. 使用单玻色子交换模型计算给出 K^- 介子的有效质量近似于随密度成线性变化. 这是由于 NLB 参数中不包含矢量介子 ω 的自耦合相互作用, 因此其场强大小和密度呈线性正比关系.

在奇异强子物质中, K^\pm 有效质量与在纯核子核物质中的差别很大. 在高于 2 倍正常核密度的高密情况下, 奇异核物质中的奇异成分使 K^+ 介子有效质量随密度变化减小, 而使 K^- 介子有效质量随密度下降变缓. 这是因为奇异核物质和 K 介子的奇异数均不为 0, 因此除了非奇异介子本身之外, K 介子还通过 $f_0(980)$, $\phi(1020)$ 和奇异核物质之间产生相互作用. 其中, 通过交换 $f_0(980)$ 产生吸引势. 而 $\phi(1020)$ 对 K^+ 而言是吸引势, 但对 K^- 则是排斥势. 奇异标量势随着密度的增大其增长减缓, 但 $\phi(1020)$ 的场强随密度的增大线性增大, 因此. 在奇异核物质的奇异成分和密度增大时, $\phi(1020)$ 对 K 介子有效质量的影响将变得尤为显著. 因为 $\phi(1020)$ 对 K^+ 是吸引势, 因此 ϕ 对 K^+ 有效质量起减小作用. 而对 K^- , ϕ 则是排斥势, 所以使其有效质量显著增大. 另外, 反映同位旋效应的 δ 介子对 K^- 介子的有效质量影响也是明显的, 对称的奇异核物质中 K^- 介子有效质量比非对称的奇异核物质中的随密度增大而下降明显变大. 图 4 是奇异核物质中, 除了 NLB 参数组之外, 选用常用耦合常数 TM1 组对奇异核物质中 K^\pm 介子有效质量计算结果. TM1 参数组是目前普遍使用的一组参数组, 这组参数中考虑了 ω 介子的自相互作用. 从结果看, 奇异介子对 K^\pm 介子有效质量的随核密度变化的影响与 NLB 参数给出的结果相同, 但大小有所不同, 而同位旋矢量介子 δ 的影响变小.

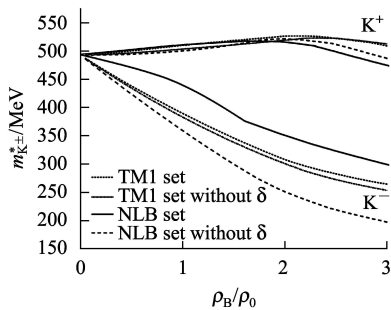


图 4 TM1 参数和 NLB 参数计算 K^\pm 介子有效质量的结果

实线是 NLB 参数包括 δ 介子的结果, 虚线是 NLB 参数不包括 δ 介子的结果, 短虚线是 TM1 参数包括 δ 介子的结果, 短虚点线是 TM1 参数不包括 δ 介子的结果.

总之, 考虑奇异介子的作用后, 奇异核物质中, 在 0—2 倍正常密度的密度区, K^+ 介子有效质量随密度

增加而缓慢增大, 在 2 倍正常密度以上的密度区, K^+ 介子有效质量随密度增大而缓慢减小, 这与不考虑奇异介子的结果是相反的. 对于 K^- 介子, 其有效质量随奇异核物质密度增加明显减小. 同位旋矢量介子 δ 介子对 K^+ 介子的有效质量随奇异核物质密度增大的变化影响很小, 而对 K^- 介子有效质量随奇异核物质密度增加的变化影响比较明显, 这种影响也依赖于耦合常数参数组的选取. 使用不考虑奇异介子相互作用的单色子交换模型计算的 K^- 介子有效质量随核密度增加的变化要比考虑奇异介子的单色子交换模型计算的结果大, 因此, 这意味着有可能在奇异中子星物质中不出现 K^- 介子凝聚现象.

中子星物质中 K^- 介子凝聚是一个具有主要意义的研究课题, 它可能影响中子星形成和结构, 进一步而言, 它直接影响高密核物质状态方程. 因此, 这一问题吸引了许多研究者的兴趣. 从目前的理论研究结果来看, K^- 介子凝聚的发生与否及其发生的核物质临界密度完全依赖于理论模型和中子星内部所要考虑的物质成分, 另外, 它与高密核物质中重子有效质量随核密度的增加而减小相关. $SU(3) \otimes SU(3)$ 手征模型^[7] 给出 K^- 介子凝聚的临界核密度是 $2.3\rho_0 < \rho < 3\rho_0$. 手征微扰展开模型^[27] 预言 K^- 介子凝聚发生的临界密度是 $3-4\rho_0$, 并指出在中子星物质中 K^- 介子凝聚发生是可能的. 在考虑 β 平衡的条件下, 非线性 Walecka 模型^[28] 预言 K^- 介子凝聚的临界密度是 $3.5\rho_0$. 密度相关的相对论平均场理论^[18] 给出 K^- 介子凝聚的临界密度是 $2.8\rho_0$. 而另外一些模型给出中子星物质中可能不会发生 K^- 介子凝聚^[14, 29, 30], 原因是高密核物质中, 核子的有效质量几乎趋于零, 或者由于超子物质的出现, 使得 K^- 介子凝聚的临界密度高出中子星内部的核物质密度或形成不了临界密度. 我们使用手征强子模型 (FST), 并考虑超子物质, 在研究中子星物质中 K^- 介子凝聚^[20] 问题中发现, 在不考虑超子和中微子的情况下, 使用 T3, TM1 参数组分别得到 K^- 介子凝聚的临界密度是 $3.6\rho_0$, $3.2\rho_0$; 而在考虑中微子和不考虑超子的情况下, 其结果分别为 $5.4\rho_0$ 和 $4.2\rho_0$. 当考虑超子, 但不考虑中微子时, 使用 TM1 参数给出的 K^- 介子凝聚的临界密度是 $7.15\rho_0$; 当同时考虑超子和中微子时, 其结果为无临界密度, 这时在中子星内部 K^- 介子凝聚不可能发生. 在本文所考虑的模型下, 初步的结果显示, K^- 介子凝聚的临界密度不存在, 这是因为, 对 K^- 而言, ϕ 是排斥势, 使得 K^- 的有效质量随核密度增大的变化减小, 电子的化学势随核密度的增大始终小于 K^- 的有效质量, 不能形成化学平衡.

因此, K^- 介子的凝聚及其在中子星物质中能否发生仍然是一个未完全解决的问题.

参考文献(References)

- 1 Miskowicz D et al. (KaoS Collaboration). Phys. Rev. Lett., 1994, **72**: 3650
- 2 Barth R et al. (KaoS Collaboration). Phys. Rev. Lett., 1997, **78**: 4007
- 3 LI B A, Schroeder W U. Isospin Physics in Heavy-Ion Collisions at Intermediate Energies. New York: Nova Science, 2001
- 4 Laue F et al. (KaoS Collaboration). Phys. Rev. Lett., 1999, **82**: 1640
- 5 Scheinast R et al. (KaoS Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2006, **96**: 072301
- 6 Ferini G et al. Phys. Rev. Lett., 2006, **97**: 202301
- 7 Kaplan D B, Nelson A E. Phys. Lett., 1986, **B175**: 57
- 8 LI G Q, Ko C M, FANG X S. Phys. Lett., 1994, **B329**: 149
- 9 LI G Q, Ko C M, LI B A. Phys. Rev. Lett., 1995, **74**: 235
- 10 GAO Yuan, LI Xi-Guo, JIA Duo-Jie. HEP & NP, 2003, **27**(11): 995 (in Chinese)
(高远, 李希国, 贾多杰. 高能物理与核物理, 2003, **27**(11): 995)
- 11 LI Xi-Guo, GAO Yuan, GUO Yan-Rui et al. HEP & NP, 2004, **28**(9): 973 (in Chinese)
(李希国, 高远, 郭艳蕊等. 高能物理与核物理, 2004, **28**(9): 973)
- 12 LI Xi-Guo, GUO Yan-Rui, GAO Yuan et al. Rev. Nucl. Phys., 2004, **21**(3): 183 (in Chinese)
(李希国, 郭艳蕊, 高远等. 原子核物理评论, 2004, **21**(3): 183)
- 13 LI Xi-Guo, GAO Yuan, LIU Zi-Yu et al. HEP & NP, 2004, **28**(11): 1150 (in Chinese)
- 14 Schaffner J, Mishustin I N. Phys. Rev., 1996, **C53**: 1416
- 15 Glendenning N K, Schaffner-Bielich J. Phys. Rev. Lett., 1998, **81**: 4564
- 16 Glendenning N K, Schaffner-Bielich J. Phys. Rev., 1999, **C60**: 025803-1
- 17 Pal S, Bandyopadhyay D, Greiner W. Nucl. Phys., 2000, **A674**: 553
- 18 GUO Hua, LIU Bao, ZHANG Jin-Wei. Phys. Rev., 2003, **C67**: 024902-1
- 19 GUO Hua, CHEN Yan-Jun, LIU Bao et al. Phys. Rev., 2003, **C68**: 035803-1
- 20 GU Jian-Fa, GUO Hua, ZHOU Ran et al. The Astrophysical J., 2005, **622**: 549
- 21 GU Jian-Fa, GUO Hua, LI Xi-Guo et al. Phys. Rev., 2006, **C73**: 055803
- 22 Glendenning N K. Phys. Lett., 1982, **B114**: 392
- 23 LIU B, Greco V, Baran V et al. Phys. Rev., 2002, **C65**: 045201-1
- 24 Greco V, Colonna M, Toro M Di et al. Phys. Rev., 2003, **C67**: 015203-1
- 25 LIU B, GUO Hua, Eur. Phys. J., 2005, **A25**: 293
- 26 CHUNG K C, WANG C S, Eur. Phys. J., 2000, **A9**: 453
- 27 Brown G E, Lee C H, Rho M et al. Nucl. Phys., 1994, **A567**: 937
- 28 DAI Z G, CHENG K S. Phys. Lett., 1997, **B401**: 219
- 29 Schaffner A, Gal A, Mishustin I N et al. Phys. Lett., 1994, **B334**: 268
- 30 Maruyama T et al. Phys. Lett., 1994, **B337**: 19

Effective Mass of Kaons in Hyperon-Rich Matter^{*}

LI Xi-Guo^{1,2;1)} LIU Xin-Yu^{1,3} GAO Yuan⁴

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)

3 (Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

4 (School of Information Technology, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310037, China)

Abstract By including the scalar isovector meson δ , we extend the relativistic mean field model and the one-boson exchange model of changing K-meson in the framework of Schaffner's relativistic mean field model. We re-consider the coupling constants for the interactions between the meson and the baryon and the interactions of the K meson with different mesons as well in various parameter sets. Using our model, we discuss the effective masses of K mesons in the hyperon-rich nuclear matter. We find that the density modification of the K meson mass in the strange nuclear matter is smaller than that in the pure nuclear matter. The influence of the scalar isovector meson δ on the effective mass of kaon is rather evident. But the extent of the influence is different in different parameter sets.

Key words effective masses of kaons meson, hyperon-rich nuclear matter, scalar isovector meson δ

Received 19 December 2006

^{*} Supported by the CAS Knowledge Innovation Project (KJCX3-SYW-N2, KJCX2-SW-N16) and National Nature Science Foundation of China (10435080, 10575123)

1) E-mail: xgl@impcas.ac.cn