

相对论 σ - ω 模型中负能海的贡献*

姚玉洁¹ 陈晓东² 吴式枢¹

1 (吉林大学物理系 长春 130023)

2 (长春邮电学院无线系 长春 130012)

摘要 在考虑负能海的情况下,运用 σ - ω 模型,得到了核物质的饱和曲线和好的不可压缩系数,引入形状因子处理了发散积分,仔细研究了 ω 介子引起的接触相互作用的影响,计算了核基态平均每核子的剩余介子数.

关键词 相对论 HF 近似 σ - ω 模型 负能海 接触项 剩余介子数

1 引言

以强子自由度为基础的相对论多体理论,即量子强子动力学(QHD)在平均场近似和相对论 Hartree 近似下取得了很大的成功^[1-3],它不仅能很好地描述核物质的饱和性与有限核的许多整体及单粒子性质,而且最近的计算表明,它对远离 β 稳定线核基态性质的描述也是颇为成功的^[4-6].为了考察负能海的贡献,文献[7]进行了双圈(two-loop)近似计算,由于没有考虑顶角修正,计算结果显示圈图展开(loop expansion)在双圈近似下可能是不收敛的.最近为了探讨顶角修正的贡献以及它对收敛性的影响,人们进行了一系列新的双圈近似计算^[8-10].文献[8]应用 Walecka 模型从理论上研究了顶角修正的表达式并在此基础上进行了计算,因为理论推导甚为复杂,不得不做相应的近似,所得结果仍处于半定量阶段.文献[9,10]使用的都是唯象的形状因子方法,文献[9]对核物质求得了合理饱和密度与结合能,但不可压缩系数值过大,虽然后者可通过引进标量介子自耦合项而得到改进.文献[10]指出文献[9]中矢量介子截断质量的选择从物理上看不够合理,使得结果过于依赖形状因子的唯象性,为此给出了更合理的参数选择,然而计算做了弱动量相关近似.本文的目的是考察负能海的贡献,由于自能 $\Sigma_s(k)$ 较强地依赖于动量的变化,因此我们没有采用弱动量相关近似.计算求得了核物质的经验饱和曲线和较好的对称能 a_4 值及较好的不可压缩系数.文中还讨论了哈密顿量中接触项的作用及其贡献并估算了核物质中每核子的剩余 ω, σ 介子数.

1997-01-07收稿

* 国家自然科学基金项目(19375023号)和国家教委资助

2 σ - ω 模型哈密顿量及 Green 函数表示

采用文献 [11, 12] 中的表象与符号, 哈密顿量 $H = H_0 + H_1 + H_{1n}$. H_0 , H_1 与 H_{1n} 的表达式如下:

$$H_0 = \sum_{kr} \omega_r(k) a_r^+(k) a_r(k) + \sum_{\alpha\beta} (\gamma_4 \gamma \cdot \nabla + \gamma_4 M)_{\alpha\beta} : C_\alpha^+ C_\beta : = H_{0b} + H_{0f}, \quad (1)$$

H_{0f} 与 H_{0b} 分别为核子与介子的动能项. 核子-介子相互作用为

$$H_1 = - \sum_{\eta\lambda kr} [f(\eta\lambda kr) a_r(k) : C_\eta^+ C_\lambda : + f^*(\eta\lambda kr) a_r^+(k) : C_\lambda^+ C_\eta :], \quad (2a)$$

$$f(\eta\lambda kr) = \sum_{str} \int \frac{d^3 p d^3 q d^3 k}{\sqrt{(2\pi)^3} 2\omega_r(k)} \bar{u}(ps) \Gamma_r(k) u(qt) \delta(q_t + k - p_s), \quad (2b)$$

$$\sum_{r=1}^3 \varepsilon_\mu(kr) \varepsilon_\nu(kr) = \delta_{\mu\nu} + \frac{k_\mu k_\nu}{m_\nu^2}, \quad (3)$$

其中 C_η^+ 和 $a_r^+(k)$ 为核子和介子产生算符, 对 σ 介子 $r = 4$, ω 介子 $r = 1, 2, 3$, $\Gamma_4 = g_s$, $\Gamma_r = ig_r r_\mu \varepsilon_\mu(kr)$ ($r = 1, 2, 3$). H_{1n} 为接触项, 该项可由拉氏量严格导出为

$$H_{1n} = \frac{g_v^2}{2m_v^2} \int d^3 x [:\bar{\psi}(x, 0) r_4 \psi(x, 0):]^2, \quad (4)$$

核子场算符 $\psi(x, t)$ 于 $t = 0$ 的福氏展开为

$$\begin{aligned} \psi(x, 0) &= \sum_{s=1}^2 \int \frac{d^3 p}{\sqrt{(2\pi)^3}} (b(ps) u(ps) \exp(ip \cdot x) + d^+(ps) v(ps) \exp(-ip \cdot x)) = \\ &= \sum_{s=1}^4 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} C(ps) u(ps) \exp(ip_s \cdot x), \end{aligned} \quad (5)$$

$p_s = p$ ($s = 1, 2$), 而当 $s = 3, 4$ 时, $p_s = -p$, $u(ps) = v(ps - 2)$, $C(ps) = d^+(ps - 2)$, 这里 $v(ps)$ 表示负能态波函数, d^+ 为反核子产生算符. 对严格基态 $|\Psi_0\rangle$ 求 H 的平均值, 得到基态的严格本征能量

$$E_0 = \langle H \rangle = \langle H_{0f} \rangle + \langle H_{0b} \rangle + \langle H_1 \rangle + \langle H_{1n} \rangle,$$

其中 $\langle H \rangle \equiv \langle \Psi_0 | H | \Psi_0 \rangle$. 为计算以上平均值, 可引入 Green 函数 $D(kr, ls, t = t_1 - t_2) = \langle T[\hat{a}_r(k, t_1) \hat{a}_s^+(l, t_2)] \rangle$ (其中 $\hat{O}(t) = e^{iHt} O e^{-iHt}$ 为海森堡绘景下的算符), $G(\eta\lambda, ls, t = t_1 - t_2) = \langle T[:\hat{C}_\lambda^+(t_1) \hat{C}_\eta(t_2): \hat{a}_s^+(l, t_2)] \rangle$ 等. 根据文献 [11, 12] 所述方法, 可以求得

$$\langle H_{0b} \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{kr} \omega_r(k) (\omega_r(k) + e_n)^{-1} \left| \sum_{\eta\lambda} f(\eta\lambda kr) \langle 0 | C_\eta^+ C_\lambda | n \rangle \right|^2, \quad (6)$$

$$\langle H_1 \rangle = -2 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{kr} (\omega_r(k) + e_n)^{-1} \left| \sum_{\eta\lambda} f(\eta\lambda kr) \langle 0 | C_\eta^+ C_\lambda | n \rangle \right|^2, \quad (7)$$

其中 $e_n = E_n - E_0$, E_n 与 $|n\rangle$ 表示 H 的本征值与本征函数, 即 $H|n\rangle = E_n|n\rangle$. 由 (7) 式可以看出, 无论 σ 还是 ω 都有 $\langle H_1 \rangle < 0$, 因此 ω 核子交换相互作用的贡献也是吸引的. (4) 式指出, 核子-核子接触相互作用项 $\langle H_{1n} \rangle$ 将提供排斥贡献, 而在一些文献中常常没有包含

$\langle H_{\text{in}} \rangle$.

3 体系基态能量的近似求解

以相对论的 Hartree-Fock (RHF) 单粒子波函数为基底, 应用摄动理论可求得

$$\langle H_{\text{of}} \rangle_{\text{HF}} = \int d^3k \frac{\gamma(MM_k^* + kk^*)}{(2\pi)^3 E_k^*} \langle : C_\eta^+ C_\lambda : \rangle, \quad (8)$$

$$\langle H_{\text{ob}} \rangle_{\text{HF}} = \sum_{kr} \frac{1}{\omega_r(k)} \left| \sum_{\mu\nu} \langle : C_\mu^+ C_\nu : \rangle f(\mu\nu kr) \right|^2 + \sum_{\mu\nu kr} |f(\mu\nu kr)|^2 \frac{n_\mu(1-n_\nu)\omega_r(k)}{(\varepsilon_\nu + \omega_r(k) - \varepsilon_\mu)^2}, \quad (9)$$

$$\langle H_1 \rangle_{\text{HF}} = -2 \sum_{kr} \frac{1}{\omega_r(k)} \left| \sum_{\mu\nu} \langle : C_\mu^+ C_\nu : \rangle f(\mu\nu kr) \right|^2 - 2 \sum_{\mu\nu kr} |f(\mu\nu kr)|^2 \frac{n_\mu(1-n_\nu)}{(\varepsilon_\nu + \omega_r(k) - \varepsilon_\mu)}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \langle H_{\text{in}} \rangle &= \frac{g_v^2}{2m_v^2} (2\pi)^3 \delta^3(0) \int \frac{d^3p d^3q}{(2\pi)^6} \{ \gamma^2 n(p)n(q) + \\ &\quad \sum_{l,s=1}^2 [n(p)(1-n(q))A^+(pl,qs) + (1-n(p))A^-(pl,qs)] \}, \end{aligned} \quad (11a)$$

$$A^+(pl,qs) = \sum_{\alpha\beta} u_\beta(p) u_\alpha^*(pl) u_\alpha(qs) u_\beta^*(qs), \quad (11b)$$

$$A^-(pl,qs) = \sum_{\alpha\beta} v_\beta(qs) v_\alpha^*(qs) u_\alpha(pl) u_\beta^*(pl), \quad (11c)$$

式中 γ 为体系退化度, $(2\pi)^3 \delta^3(0) = V(\text{体积})$; 对核物质 $\gamma = 2$, 对中子物质 $\gamma = 4$; $\langle : C_\eta^+ C_\lambda : \rangle = n_\eta \delta_{\eta\lambda}$ (正能态), $\langle : C_\eta^+ C_\lambda : \rangle = -(1-n_\eta) \delta_{\eta\lambda}$ (负能态); $u_\alpha(pl)$ 为 RHF 单粒子波函数^[7]; $M^* = M + \Sigma_s(k)$, $E_k^* = (k^{*2} + M^{*2})^{1/2}$, $k_\mu^* = k_\mu + \Sigma_\mu(k)$, 其中自能 $\Sigma(k)$ 可由下面方程自恰解出^[7]

$$\begin{aligned} \Sigma(k) &= -ig_s^2 \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \left(\frac{e^{iq_0\varepsilon} \text{Tr}G(q)}{m_s^2} - \frac{G(q)}{(k-q)^2 + m_s^2 - i\varepsilon} \right) + \\ &\quad ig_v^2 \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \left(\frac{e^{iq_0\varepsilon} \gamma_\eta \text{Tr} \gamma_\eta G(q)}{m_v^2} - \frac{\gamma_\eta G(q) \gamma_\eta}{(k-q)^2 + m_v^2 - i\varepsilon} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

根据相对论协变性, 总自能 $\Sigma(k)$ 可写为^[1,2]

$$\Sigma(k) = \gamma_\mu \Sigma_\mu(k) - i\Sigma_s(k) = \gamma \cdot k \Sigma_s(k) + i\gamma_4 \Sigma_0(k) - i\Sigma_s(k).$$

(12) 式中 $G(q)$ 为单粒子 Green 函数.

$$G(k) = G_F(k) + G_D(k), \quad (13a)$$

$$G_F(k) = (\gamma_\mu k^* + iM_k^*) \frac{-1}{k^{*2} + M_k^{*2} - i\varepsilon}, \quad (13b)$$

$$G_D(k) = (\gamma_\mu k^* + iM_k^*) 2\pi i \delta(k^{*2} + M^{*2}) \theta(k_0) n_k^{(0)}, \quad (13c)$$

其中 $n_k^{(0)} = \theta(k_F - |k|)$. Serot 等对 $G(q)$ 取了 G_D 近似, 得到简洁的 $\Sigma(k)$ 各分量的超越方程, 取 G_D 近似相当于忽略了负能海的贡献, 且取 G_D 近似后, 方程(10)变为

$$\langle H_1 \rangle_{\text{HF}} = -2 \sum_{\mu\nu} \frac{1}{\omega_{\nu}(k)} \left| \sum_{\mu\nu} \langle : C_{\mu}^{\dagger} C_{\nu} : \rangle f(\mu\nu k r) \right|^2 - 2 \sum_{\mu\nu} |f(\mu\nu k r)|^2 \frac{n_{\mu}^0 n_{\nu}^0}{(\varepsilon_{\nu} + \omega_{\nu}(k) - \varepsilon_{\mu})}, \quad (14)$$

比较式(10)与式(14)中的第二项可以看到,式(10)中由于有 $n_{\mu}(1-n_{\nu})$ 的限制,能量 ε_{ν} 一定大于 ε_{μ} ,所以 $(\varepsilon_{\nu} + \omega_{\nu}(k) - \varepsilon_{\mu})$ 一定大于0,因而 $\langle H_1 \rangle_{\text{HF}} < 0$ 恒成立,即相互作用势是吸引的.这同严格的 $\langle H_1 \rangle$ 的表达式(7)相一致.然而取 G_D 近似后,式(14)中这个因子变为 $n_{\mu}^0 n_{\nu}^0$, $\langle H_1 \rangle_{\text{HF}}$ 将不能保证提供吸引势, G_D 近似改变了相互作用势的性质,因而一般是不合适的.应用(10)式与形状因子方法,我们考虑了负能海的贡献.图1给出饱和点附近($k_F = 1.34\text{fm}^{-1}$ 相当于 264MeV) $\Sigma_s(k)$ 随动量 k 的变化曲线,其中(I)为正能态的 $\Sigma_s(k)$ 变化曲线,(II)为负能态的 $\Sigma_s(k)$ 变化曲线.由图可以看出,负能海的贡献是不可忽略的,它增大了 $|\Sigma_s(k)|$ 值.图1表明 $\Sigma_s(k)$ 很强烈地依赖于动量 k ,因此我们没有取弱动量相关近似.图2给出了对于不同的核子密度,费米面上的 $\Sigma_s(k_F)$ 随 k_F 的变化曲线.

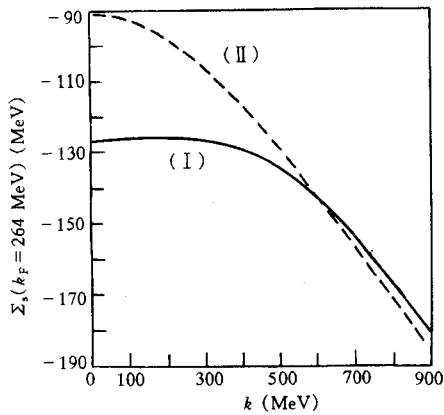


图1 饱和点附近($k_F=1.34\text{fm}^{-1}$) Σ_s 随 k 的变化

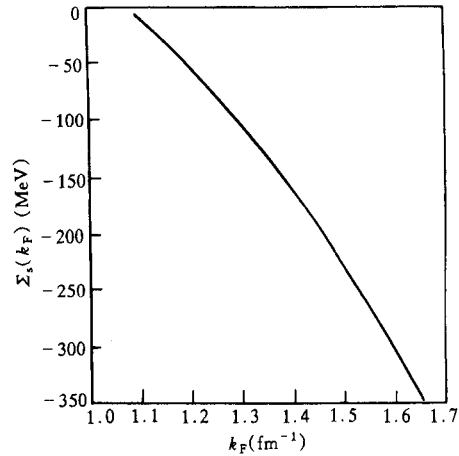


图2 Σ_s 随 k_F 的变化

4 结果和讨论

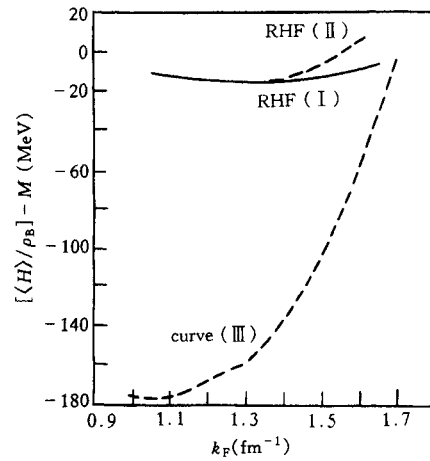
在哈密顿量严格基态平均值以及 $\Sigma(k)$ 的计算中,发现发散积分,为消除发散困难,采用了形状因子修正的方法.该形状因子依赖于动量及截断质量 Λ_r ,即用 $g_r'(k^2) = g_r F_r(k^2)$ 代替原方程中的 g_r ,其中

$$F_r(k^2) = \left(\frac{\Lambda_r^2}{\Lambda_r^2 + k^2} \right)^\alpha. \quad (15)$$

为避免引入过多的可调唯象参数,这里取 σ 介子与 ω 介子的截断质量相同,即 $\Lambda_\sigma = \Lambda_\omega$.方程(3)中由 ω 介子带来的第二项 $\frac{k_\mu k_\nu}{m_\omega^2}$ 通常不予考虑,因为由流守恒,严格解中 $\frac{k_\mu k_\nu}{m_\omega^2}$ 项应被抵

消掉,然而当取 HF 单粒子波函数为基底时,摄动计算的名级近似中, $\frac{k_\mu k_\nu}{m_\omega^2}$ 项并不能恒被抵

消. 基于这种考虑, 分别进行了两套计算. 第一套计算中考虑了 $\frac{k_\mu k_\nu}{m_\nu^2}$ 项 (称为 RHF(I)), 第二套计算中没有考虑 $\frac{k_\mu k_\nu}{m_\nu^2}$ 项 (称为 RHF(II)). 由方程(10)有, 若考虑 $\frac{k_\mu k_\nu}{m_\nu^2}$ 项, $\langle H_1 \rangle_{\text{HF}} < 0$, 而舍去该项则不能保证 $\langle H_1 \rangle_{\text{HF}} < 0$, 因而这一项是否应舍去是值得商榷的. RHF(I) 中由于考虑了 $\frac{k_\mu k_\nu}{m_\nu^2}$ 项, 积分中的发散方次增大了二阶, 因此, (15) 式中选 $\alpha_\sigma = \frac{5}{4}$, $\alpha_\omega = \frac{7}{4}$, 而 RHF(II) 中 $\alpha_\omega = \alpha_\sigma = \frac{5}{4}$. 计算中考虑了核子-核子接触项 $\langle H_{1n} \rangle$ 的贡献. 该项提供饱和曲线的排斥机制, 若舍去该项, 只有同时舍去 $\frac{k_\mu k_\nu}{m_\nu^2}$ 项 (这时 $\langle H_1 \rangle_{\text{HF}}$ 中的 ω 介子可以提供排斥势), 才有可能调出合理的饱和曲线. 实际计算中, 在 $\Lambda = 800-900$ 之间, 若舍去 $\frac{k_\mu k_\nu}{m_\nu^2}$ 项和 $\langle H_{1n} \rangle$ 项, 则调不出合理的饱和曲线. 处理 $\langle H_{1n} \rangle$ 项也将遇到发散积分, 然而由于 $\langle H_{1n} \rangle_{\text{HF}}$ 中 ω 介子为零动量传播, 相应的形状因子 $F_r(k^2) \equiv F_r(0) = 1$, 必须选用其它截断方法, 这里简单地将动量积分上限选为 Λ_n , 且唯象地选 $\Lambda_n < \Lambda$, 这相当于认为核子-核子相互作用尺度大于核子-介子相互作用尺度. 计算中选 $\Lambda_n = 640 \text{ MeV}$. 图 3 中分别给出 RHF(I) 和 RHF(II) 的核物质饱和曲线, 作为比较, 还给出了舍去 $\frac{k_\mu k_\nu}{m_\nu^2}$ 项时选 $\alpha_\omega = \alpha_\sigma = 1$ 时的结果 (曲线 III).

图3 核子平均能量随 k 的变化表1 计算结果同平均场结果(MFT)及(G_D)近似下的RHF(G_D)结果的比较

	g_s^2	g_ν^2	$K_F (\text{fm}^{-1})$	$M_0 (\text{MeV})$	$a_4 (\text{MeV})$	$K_\nu^{-1} (\text{MeV})$
MFT	91.64	136.2	1.42	550	22.1	541
RHF(G_D)	108.8	149.4	1.30	550	33.6	585
RHF(I)	58.66	71.99	1.34	550	38.0	261
RHF(II)	80.08	59.00	1.30	550	10.0	354

由表 1 可以看出, RHF(I) 和 RHF(II) 均给出较合理的不可压缩系数 K_ν^{-1} , 其值远小于 MFT 及 RHF(G_D) 的结果, 其中 RHF(I) 给出的 K_ν^{-1} 同经验值符合得极好. RHF(I) 的对称能 a_4 值虽稍大于 RHF(G_D) 的值, 仍同经验值符合较好, 而 RHF(II) 的 a_4 值过小. 调参过程中选定 $\Lambda = 896 \text{ MeV}$ ($\Lambda > m_\nu = 783 \text{ MeV}$), 主要调节 g_ν^2 , g_s^2 的值, 使其调出经验饱和曲线, 并且在饱和点使单粒子能 $E_k = (k^{*2} + M^{*2})^{1/2} - \sum_0(k)$ 的数值结果满足 Hugenholtz-Van Hove 定理^[13]

$$E(k_F = 264\text{MeV}) = \langle H \rangle / \rho_B|_{k_F = 264\text{MeV}} - M. \quad (16)$$

图 4 给出固定 $g_s^2 = 71.99$ 、 $g_s^2 = 58.66$ 时, 分别取 $\Lambda = 864$ 、 $\Lambda = 896$ 、 $\Lambda = 928$ 时核物质的结合能曲线的比较. 可以看出结合能曲线的形状比较稳定, 对截断质量 Λ 不敏感 (Λ 改变 32MeV , $\langle H \rangle_{\text{HF}}$ 约改变 10%). 图 5 给出了 $\langle H_1 \rangle_{\text{HF}}$ 中 $\frac{k_\mu k_\nu}{m_\nu^2}$ 项的贡献同 σ 介子及 ω 介子 (不含 $\frac{k_\mu k_\nu}{m_\nu^2}$ 项时) 的贡献的比较. 可以发现 $\frac{k_\mu k_\nu}{m_\nu^2}$ 项的贡献同另外两项具有同数量级.

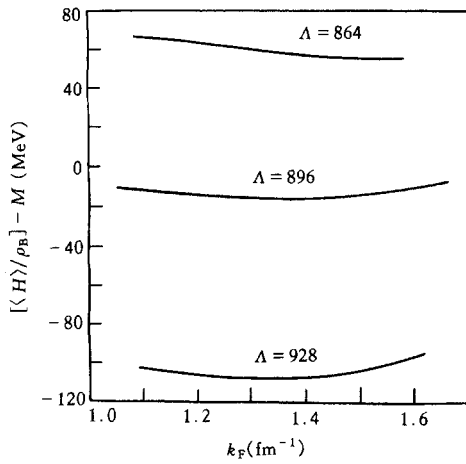


图4 饱和曲线与 Λ 的关系

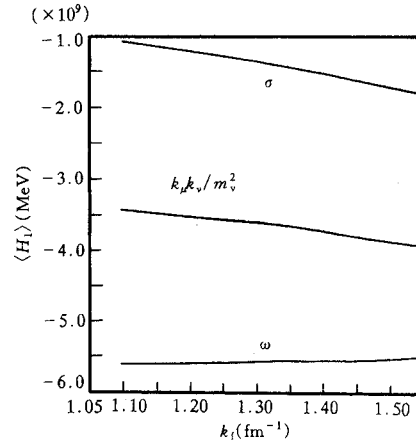


图5 HF近似下 $\frac{k_\mu k_\nu}{m_\nu^2}$ 对 $\langle H_1 \rangle$ 的贡献

得出较好的核物质的饱和性质的同时, 还估算了核物质基态的平均剩余介子数

$$N_r = \sum_k \langle a_r^+(k) a_r(k) \rangle. \quad \text{计算公式为}^{[11,12]}$$

$$N_\sigma = \frac{1}{2} \frac{g_s^2}{m_s^2} \rho_s^2 + \sum_{\mu\nu k} |f(\mu\nu k)|^2 \frac{n_\mu(1-n_\nu)}{(\varepsilon_\nu + \omega_s(k) - \varepsilon_\mu)^2}, \quad (17)$$

对 ω 介子

$$N_\omega = \sum_{\substack{\mu\nu k \\ r=1,2,3}} |f(\mu\nu k)|^2 \frac{n_\mu(1-n_\nu)}{(\varepsilon_\nu + \omega_r(k) - \varepsilon_\mu)^2}, \quad (18)$$

文献 [11, 12] 中严格证明: 基态一定存在剩余介子, 否则 QHD 理论将不能成为研究相对论多体问题的有用的理论, 因此剩余介子数的估算变得很有意义. 由极限 $k_F \rightarrow 0$ 可求得 N_r 的物理真空期待值: $N_r^0 = N_r(k_F \rightarrow 0)$. 因为 $N_r^0 \neq 0$, 我们计算了

$$n_r = (N_r - N_r^0) \rho_B^{-1}, \quad (19)$$

其中 N_r^0 表示负能海中所含的介子数. 图 6、图 7 中分别给出了 RHF(I) 和 RHF(II) 的 ω 和 σ 介子的 n_r 值.

综上所述, 我们发现不取 G_D 近似考虑负能海的 RHF 近似不仅能给出合理的 $\langle H_1 \rangle_{\text{HF}}$ 的表达式, 而且得到了好的不可压缩系数. 对称能 a_4 值稍大于 RHF(G_D) 的值, 这可能是由于考虑负能海后引入的核子-反核子关联导致的. 计算中引入唯象的形状因子解决发散问

题是可以接受的, 因为 QHD 本身只考虑了核子介子自由度, 实质上相当于将相互作用力

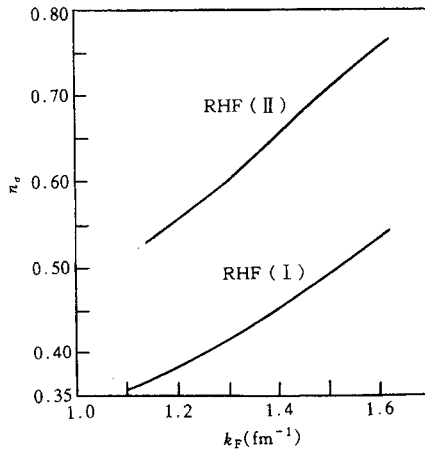


图6 剩余 σ 介子数 n_σ 随 k_F 的变化

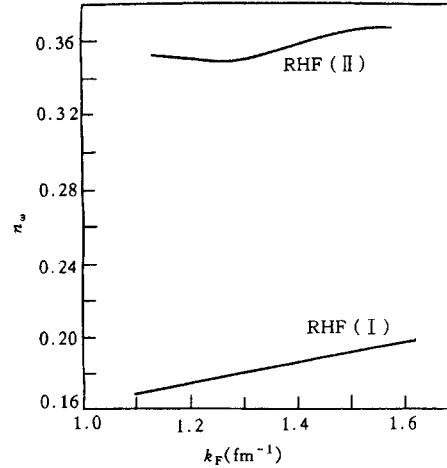


图7 剩余 ω 介子数 n_ω 随 k_F 的变化

程限制在核子-介子范围内, 忽略了夸克胶子尺度的相互作用. 形状因子可看作对相互作用力程的一种唯象反映. 本文的计算中接触项 $\langle H_{in} \rangle$ 的发散较大, 饱和曲线较敏感地依赖于截断质量 Λ_n , 关于它的处理有待于进一步解决.

感谢叶红星、吕品的有益讨论和建议.

参 考 文 献

- [1] Serot B D. Rep. Prog. Phys., 1992, **55**(11): 1855—1946
- [2] Serot B D, Walecka J D. Adv. Nucl. Phys., 1986, **16**: 1—327
- [3] Horowitz C J, Serot B D. Nucl. Phys., 1983, **A399**(2): 529—562
- [4] Sharma M M, Nagarajan M A, Ring P. Phys. Lett., 1993, **B312**(4): 377—381
- [5] Lalazissis G A, Sharma M M. Nucl. Phys., 1995, **A586** (2): 201—218
- [6] Hirata D, Toki H, Tanihata I. Nucl. Phys., 1995, **A589** (2): 239—248
- [7] Furnstahl R J, Perry R J, Serot B D. Phys. Rev., 1989, **C40** (1): 321—353
- [8] Serot B D, Tang H B. Phys. Rev., 1995, **C51** (2): 969—986
- [9] Friedrich R, Wehrberger K, Beck F. Phys. Rev., 1992, **C46** (1): 188—194
- [10] Wang Z S, Ma Z Y, Cai D J. Chin. Jour. Nucl. Phys., 1994, **16**(2): 95—99
- [11] Wu S S, Yao Y J. ISMEP'94, Second International Symposium on Medium Energy Physics, ed. Chao W, Shen P. Singapore: World Scientific, 1995. 43—50
- [12] Wu S S, Yao Y J. Chin. Phys. Lett., 1995, **12**(6): 344—347
- [13] Hugenholtz N M, Van Hove L. Physica, 1958, **24**(5): 363—376

Contribution of Negative Energy Sea in the σ - ω Model*

Yao Yujie¹ Chen Xiaodong² Wu Shishu¹

¹ (Department of Physics, Jilin University, Changchun 130023)

² (Department of Radio, Changchun College of Post and Telecommunications)

Abstract It is shown that if the contribution of the negative energy sea is taken into account a good saturation curve and a good result of incompressibility K_v^{-1} can be obtained in the relativistic σ - ω Model. The divergent integrals are dealt with by the form factor regularization scheme. The effect of the contact interaction caused by the ω -meson is investigated in some detail. The average residual number of mesons per nucleon in the nuclear ground state is also calculated.

Key words relativistic HF approximation, σ - ω model, negative energy sea, contact interaction, residual number of mesons

Received 7 January 1997

* Supported by the National Natural Science Foundation of China, Project No. 19375023 and the National Education Commission of China