

σ, ω 色散关系中的 ρ^0 - ω 混合效应*

刘良钢

(中山大学物理学系, 广州 510275)

摘 要 用标准 σ - ω 混合方法所构造的介子介电函数, 计算了核物质中 σ, ω 介子的集体激发能谱(或色散关系), 并考虑 ρ^0 - ω 混合的效应, 结果表明 ρ^0 - ω 混合对色散关系的影响很小.

关键词 色散关系, ρ^0 - ω 混合, 相对论粒子-空穴激发

分类号 O571.2, O572.339, O413.3

相对论强子动力学的理论框架提供了一种计算核物质中集体激发模式的强有力的工具^[1]. 早在1977年, Chin 就用 Walecka 模型首先计算了核物质中 ω 介子的色散关系, 并首次引入了 σ, ω 介子传播子混合的概念^[2]. 我们曾经指出在 Chin 的计算中所作近似的不合理性^[3], 同时给出了正确计算核物质中粒子-空穴及粒子-反粒子激发的方法, 本文就是用我们所给出的方法, 重新计算 σ, ω 传播子中真实的粒子-空穴激发, 并数值计算其色散关系.

另外, 由于 ρ^0 - ω 混合已被实验所肯定^[4], 它在解释低能核物理实验, 如镜像核质量差, 核子-核子散射长度, π 介子电磁形状因子等方面, 是一个重要的物理机制^[5], 所以 ρ^0 - ω 混合, 也应该对其它相关的物理过程有贡献, 如对 ρ^0, ω 介子的多 π 衰变, ρ^0 - ω 混合的贡献就很显著^[6], 但对 ρ^0, ω 介子的正负电子对衰变, 其效应就很小^[4]. 当我们计算 ω 介子的色散关系时, 它同样有贡献, 那么其效应的大小是我们所要研究的.

1 σ, ω 传播子的粒子-空穴激发

前文我们已经指出了通常计算介子传播子极化插入的方法无法得到正确的关于粒子-空穴和粒子-反粒子激发的表达式^[3], 同时我们也给出了正确的计算方法, 也就是需将核物质中核子的传播子 $G(P)$ 表示成粒子、空穴及反粒子传播子 $S_p, S_h, S_{\bar{p}}$ 之和

$$G(p) = S_p(p) + S_h(p) + S_{\bar{p}}(p) \quad (1)$$

$$S_p(p) = (\tilde{m}/E_p^-)(1 - n_p^-) \Lambda_+(\vec{p}) / (p_0 - E_p^- + i\epsilon) \quad (2)$$

$$S_h(p) = (\tilde{m}/E_p^-) n_p^- \Lambda_+(\vec{p}) / (p_0 - E_p^- - i\epsilon) \quad (3)$$

收稿日期: 1994-09-20

* 国家自然科学基金资助项目

$$S_{\vec{p}}(\vec{p}) = -(\tilde{m}/E_{\vec{p}})\Lambda_{-}(-\vec{p})/(\vec{p}_0 + E_{\vec{p}} - i\epsilon) \quad (4)$$

而不是 Feynman 传播子 G_F 和密度有关传播子 G_D 之和. 上式中 $\tilde{m}$ 为核子的有效质量, $E_{\vec{p}} = (\vec{p}^2 + \tilde{m}^2)^{1/2}$, $n_{\vec{p}}$ 为核子的 Fermi 分布函数, $\Lambda_{+}(\vec{p}), \Lambda_{-}(\vec{p})$ 为粒子、反粒子投影算符. 当我们用这些传播子来计算 σ, ω 介子传播子的核子圈图极化插入 $\Pi^{\sigma}, \Pi^{\omega}$ 时, 其不为零的项正好就是粒子—空穴和粒子—反粒子激发的贡献, 其中粒子—空穴激发部分可以表示成如下形式

$$\Pi_{\rho h}^{\sigma}(q) = -\frac{ig_{\sigma}^2}{(2\pi)^4} \int d\vec{p} T_r [S_{\vec{p}}(\vec{p}) S_h(\vec{p}-\vec{q})] + (q \rightarrow -q) \quad (5)$$

$$\Pi_{\rho h}^{\omega}(q) = -\frac{ig_{\omega}^2}{(2\pi)^4} \int d\vec{p} T_r [\gamma^{\mu} S_{\vec{p}}(q) \gamma^{\nu} S_h(\vec{p}-\vec{q})] + \left(\begin{matrix} q \rightarrow -q \\ \mu \leftrightarrow \nu \end{matrix} \right) \quad (6)$$

式中 g_{σ}, g_{ω} 分别是 σNN 和 ωNN 的耦合常数. 粒子—反粒子激发的部分是发散的, 其有限部分依赖于重正化, 所以本文暂不考虑. 实际上, 在非相对论近似, 粒子—反粒子激发通常是被忽略掉的.

按照定义^[2], ω 介子的介电函数 ϵ 可以表达成如下形式

$$\epsilon(q) = (\epsilon^T(q))^2 \epsilon^L(q) \quad (7)$$

其中 ϵ^T, ϵ^L 分别为横向和纵向介电函数,

$$\epsilon^T(q) = 1 - \Pi_{\rho h}^T(q) \Delta_{\omega}(q) \quad (8)$$

$$\epsilon^L(q) = 1 - \Pi_{\rho h}^L(q) \Delta_{\omega}(q) \quad (9)$$

式中 $\Delta_{\omega} = -1/(q^2 - m_{\omega}^2)$, $\Pi_{\rho h}^T \equiv -\Pi_{\rho h}^{11} = -\Pi_{\rho h}^{22}$, $\Pi_{\rho h}^L \equiv \Pi_{\rho h}^{33} - \Pi_{\rho h}^{11}$ 分别为描述粒子—空穴激发的横向和纵向极化函数. 定义:

$$C_n(q) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{p} \frac{1}{E_{\vec{p}} E_{\vec{p}-\vec{q}}} (1 - n_{\vec{p}}) n_{\vec{p}-\vec{q}} (E_{\vec{p}} + E_{\vec{p}-\vec{q}})^n (E_{\vec{p}} - E_{\vec{p}-\vec{q}}) \quad (10)$$

$$L_n(q) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{p} \frac{1}{E_{\vec{p}} E_{\vec{p}-\vec{q}}} (1 - n_{\vec{p}}) n_{\vec{p}-\vec{q}} \frac{1}{E_{\vec{p}} - E_{\vec{p}-\vec{q}} - q_0 - i\epsilon} + (q \rightarrow -q) \quad (11)$$

经化简, $\Pi_{\rho h}^T, \Pi_{\rho h}^L$ 和 $\Pi_{\rho h}^{\sigma}$ 可以表达为很简洁的形式

$$\Pi_{\rho h}^T(q) = -\frac{1}{2} g_{\sigma}^2 [2(C_2(q)/q^2 + C_0(q)) + (q^2 + 4\tilde{m}^2)L_0(q) + (q^2/q^2)L_2(q)] \quad (12)$$

$$\Pi_{\rho h}^L(q) = g_{\omega}^2 [2(C_2(q)/q^2 - C_0(q)) + q^2(L_2(q)/q^2 - L_0(q))] \quad (13)$$

$$\Pi_{\rho h}^{\sigma}(q) = g_{\sigma}^2 [2C_0(q) + (q^2 - 4\tilde{m}^2)L_0(q)] \quad (14)$$

核物质内的集体激发模式, 或者说介子的色散关系, 对 ω 介子而言, 由

$$\epsilon(\omega, |\vec{q}|) = 0 \quad (15)$$

给出, 对 σ 介子而言, 则由传播子的极点的轨迹所决定, 也就是

$$\omega^2 - q^2 - m_{\sigma}^2 - \Pi_{\rho h}^{\sigma}(\omega, |\vec{q}|) = 0 \quad (16)$$

图 1 给出了用公式(15)(16)的实部所算出的 σ, ω 介子的色散关系. 参数 $g_{\sigma}, g_{\omega}, m_{\sigma}$ 由如下方法所决定: 我们用 Walecka 模型在平均场近似下, 来计算核物质在正常核密度 ($k_F = 1.42 f_m^{-1}$) 时的结合能、不可压缩系数^[2]. 结果为取 $m_{\sigma} = 550 \text{ MeV}$, $m_{\omega} = 783 \text{ MeV}$, 核子质量 $m = 938.5 \text{ MeV}$, 可以得到 $g_{\sigma} = 9.59$, $g_{\omega} = 11.7$, $\tilde{m}/m = 0.56$. 图中 T, L, S 分别代表横向、纵向 ω 介子和 σ 介子的色散关系, 斜线区为极化插入(12~14)式虚部不为零的区

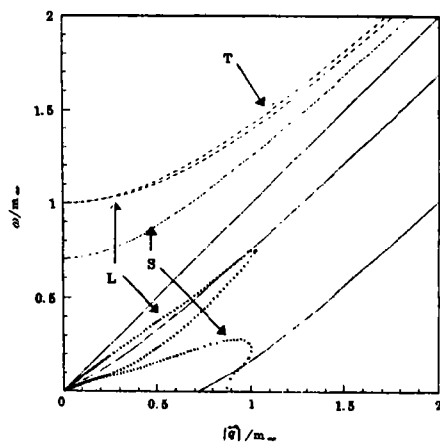


图1 σ, ω 介子的色散关系曲线, 纵横坐标分别为 ω 和 $|\vec{q}|$, 单位为 m_ω

Fig. 1 The dispersion relation of σ, ω mesons. The unit of the axes is m_ω

域. 从图1可以看出, 色散关系分为类时和类空不相交的两部分, 对类空部分而言, 大部分曲线都落在斜线区, 在斜线区内极化插入的虚部不为零, 也就是所谓 Landau 阻尼; 对斜线区以上, $\omega = |\vec{q}|$ 以下部分的激发模式, 它对应于核物质内声学模式的激发. 类时部分的色散关系, ω 分别从 $1(m_\omega)$ 和 $0.7(m_\omega)$ 出发, 分别对应于 ω 介子和 σ 介子, ω 介子的横向和纵向部分在小 $|\vec{q}|$ 时几乎是重合的, 只是对大 $|\vec{q}|$ 时才分开, 这是因为对有限的 ω 和 $|\vec{q}| \rightarrow 0$, Π_{ph}^L 和 $\Pi_{ph}^T \rightarrow 0$. 下面我们进一步考虑 σ - ω 和 ρ° - ω 混合效应对色散关系的影响.

2 σ - ω 和 ρ° - ω 混合

σ - ω 混合的概念是首先在文献[2]中提出的. 也就是将 4 行 $\times$ 4 列的 ω 介子传播子的极化插入扩充为 5 行 $\times$ 5 列的矩阵

$$\begin{bmatrix} \Pi^{\mu\nu} & \Pi^\mu \\ \Pi^\nu & \Pi^\sigma \end{bmatrix} \quad (17)$$

其中 Π^μ 为 σ - ω 混合极化插入, 在计算中只保留粒子—空穴激发部分 Π_{ph}^μ , 如图2所示, 这时的 σ, ω 的传播子也扩充为一个 5×5 的矩阵, 且满足 Dyson 方程. (17) 式中的 $\Pi^{\mu\nu}$ 除了含有 $\Pi_{ph}^{\mu\nu}$ 外, 还应进一步考虑 ρ° - ω 混合的效应, 如图3所示, 在文献[4]中我们已给出了 ρ° - ω 混合的形式, 即

$$\mathcal{L}_{\rho^\circ\omega} = -\frac{1}{2} g_{\rho^\circ\omega} G^{(\omega)\mu\nu} G^{(\rho^\circ)}_{\mu\nu} \quad (18)$$

式中 $G^{\mu\nu}$ 为场张量算符, 由 ω 介子的正负电子对衰变定出 $g_{\rho^\circ\omega} = 5.90 \times 10^{-3}$. 按照文献

[2] 的定义, 这时总的介子介电函数 ϵ , 即(7)式中的 ϵ^T, ϵ^L 可以化成如下形式

$$\epsilon^T(q) = 1 - (\Pi_{ph}^T(q) + \Pi_{\rho^\circ\omega}^T(q)) \Delta_\omega(q) \quad (19)$$



图2 σ - ω 混合传播子

Fig. 2 σ - ω mixing propagator

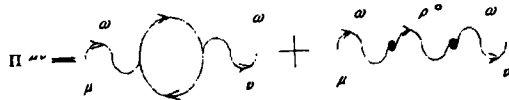


图 3 ρ^0 - ω 混合对 ω 介子传播子极化插入的修正. 实心点代表 ρ^0 - ω 的耦合
Fig. 3 The correction of ρ^0 - ω mixing to the polarization insertion of ω meson propagator

$$\epsilon^L(q) = [1 - (\Pi_{ph}^L(q) + \Pi_{\rho\omega}^L(q))\Delta_\omega(q)](1 - \Pi_{ph}^\sigma(q)\Delta_\sigma(q)) + q^2/\vec{q}^2(\Pi_{ph}^\sigma(q))^2\Delta_\omega(q)\Delta_\sigma(q) \quad (20)$$

式中

$$\Pi_{\rho\omega}^T(q) = \Pi_{\rho\omega}^L(q) = g_{\rho\omega}^2 q^4 \Delta_\rho(q)$$

$$\Pi_{ph}^\sigma(q) = -2g_\sigma g_\omega \tilde{m} L_1(q)$$

$$\Delta_\rho(q) = -1/(q^2 - m_\rho^2)$$

$$\Delta_\omega(q) = 1/(q^2 - m_\omega^2)$$

其中 m_ρ 为 ρ^0 介子的质量. 从 (19), (20) 式可以看出, σ - ω 混合已将纵向的 ω 介子与 σ 介子混合一起, 而 ϵ^T 则不受 σ - ω 混合的影响. 色散关系的数值计算结果如图 4 所示. 首先与图 1 比较, 类空部分的色散关系缩小了很多. 且有无 ρ^0 - ω 混合对类空部分的色散关系几乎没什么影响, 对类时部分, 横向部分几乎重叠在一起, 而纵向和 σ 介子部分则有细小的分裂, 主要原因是耦合常数 $g_{\rho\omega}$ 很小, 使得 $\Pi_{\rho\omega}^T$ 或 $\Pi_{\rho\omega}^L$ 远小于其主要部分 Π_{ph}^T 和 Π_{ph}^L .

另外, ρ^0 - ω 混合的形式并不是唯一的, 如 $g_{\rho\omega}\rho_\mu^\alpha\omega^\mu$ ^[4], 但是它所给出的极化插入, 即图 3 的后一部分是不满足流守恒条件的, 即 $q_\mu\Pi_{\rho\omega}^\mu \neq 0$, 但 (18) 式给出的是满足的, 所以我们只取 (18) 式.

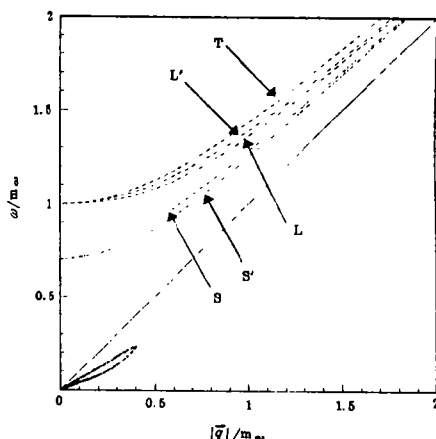


图 4 σ - ω 混合 (T, L, S) 和 ρ^0 - ω 混合 (L', S') 时 σ, ω 介子的色散关系

Fig. 4 The dispersion relation of σ, ω mesons including σ - ω and ρ^0 - ω mixings

3 总结和讨论

以上我们用相对论的粒子和空穴传播子, 计算了 σ, ω 介子粒子—空穴激发的极化插入, 在不考虑 σ - ω 混合情形下, 数值计算了 σ, ω 介子在核物质中的色散关系, 结果表明, 其色散关系分为不相连的类空类时两部分, 在类空部分, 存在着声学激发模式, 也就是 σ, ω 介子的凝聚, 当考虑 σ - ω 介子的混合和 ρ^0 - ω 混合效应时, 类空部分的色散关系缩小很多, 而且 ρ^0 - ω 混合的影响小到可以忽略, 而在类时部分, ρ^0 - ω 混合只对 σ 介子和纵向 ω 介子的色散关系有轻微影响, 而对横向 ω 介子则影响很小, 所以总体来说, ρ^0 - ω 混合的效应还

是小的, 主要原因是 ρ^0 - ω 的耦合很弱, 使得其极化插入部分的绝对值比起粒子-空穴激发部分要来得小.

参 考 文 献

- 1 Seort B D, Walecka J D. Relativistic Many-Body Problem. Adv in Nucl Phys, 1986,16:1
- 2 Chin S A. A Relativistic Many-Body Theory of High Density Matter. Ann Phys, 1977,108:301
- 3 刘良钢, 马维兴, 姜焕清. 核物质中由 π 介子传播子引起的粒子-空穴和 Δ -空穴的激发. 高能物理与核物理. 1994,18:1028
- 4 刘良钢. ρ^0, ω 介子正负电子对衰变中的 ρ^0 - ω 混合效应. 高能物理与核物理, 1993,17:614
- 5 Miller G A, Nefkens B M K, Slaus I. Charge Symmetry, Quarks and Mesons. Phys Rep, 1990,194:1
- 6 Liu L G. ρ^0 - ω Mixing and ρ^0, ω Multi- π Decay. Phys Rev, 1994,D50:3279

ρ^0 - ω Mixing Effect on the σ, ω Dispersion Relation

Liu Lianggang *

Abstract By using meson dielectric function constructed by standard σ - ω mixing method, we calculate the collective excitation spectra (or dispersion relation) of σ, ω mesons in nuclear matter. The ρ^0 - ω mixing effect on the collective excitation is studied and the mixing effect on σ, ω dispersion relation is found small.

Keywords σ, ω dispersion relations, ρ^0 - ω mixing

* Department of Physics, Zhongshan University, Guangzhou 510275