第 18 卷 第 11 期　　高能物理与核物理　　Vol. 18, No. 11
1994 年 11 月　　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　　Nov., 1994

核物质中 π 介子引起的粒子-空穴和 Δ-空穴激发*

刘 良 钢
(中山大学物理系　广州　510275)

马维兴　　姜焕清
(中国科学院高能物理研究所　北京　100039)

1993年 2 月20日收到

摘　　要

以 π 介子为例给出了正确计算核物质中粒子-空穴激发的相对论方法，指出了它与通常计算方法的区别及通常计算方法中所作近似的不合理性. 并与非相对论的粒子-空穴激发的色散关系进行了比较. 我们还用这一方法计算并给出了 Δ-空穴激发的表达式.

关键词　核物质、π 介子传播子、粒子-空穴激发、Δ-空穴激发、相对论 Lindhard 函数、π 介子色散关系.

1　引　　言

π 介子在核物质中的动力学，特别是它的能量-动量色散关系，一直是核物理研究的重要课题之一[1]. 在非相对论情形下，人们通过对 π 原子或 π-核散射的研究而得到唯象的 π-核光学势，并用它作为 π 介子的自能来计算其色散关系，讨论 π 凝聚的可能性；另一方面，在微观上人们用非相对论的粒子-空穴传播子来计算 π 介子的粒子-空穴(ph)和 Δ-空穴(Δh)激发的自能，并计算其色散关系[2].

随着能量的增高，特别是对相对论重离子碰撞情形，相对论性的 π 介子色散关系变得至关重要[3]，这时非相对论的处理方法不再适用，所以迫切需要相对论的描述. 相对论的多体理论[4]提供了一个理想的理论框架. 在这个理论中，核子传播子既可以表示成通常的费曼传播子 G_F 与一个核密度有关的传播子 G_D 之和，又可以表示成粒子、空穴、反粒子传播子 S_p, S_h, $S_{\bar{p}}$ 之和[5]. 通常大家都是用 G_F 和 G_D 传播子来计算 π 介子的自能，对于赝矢 (PV)πNN 耦合和导数型的 $\pi N\Delta$ 耦合，因其不可重整性，一般都是丢掉并不真正反映粒子-反粒子($p\bar{p}$)激发的发散项[6]. 下面将指出，这个处理方法并不能得到正

* 国家自然科学基金资助.

确的 ph 激发的表达式，并保留下违反 Pauli 原理的 $p\bar{p}$ 激发项。而正确的 ph 和 $p\bar{p}$ 激发的表达式只有用 S_{P},S_{h},和 $S_{\bar{\mathrm{p}}}$ 来计算才能得到。

在下一节里，将分别给出用上面所述的两种方式分别计算所得到的 π 介子传播子中的自能，并就 πNN PV 耦合的情形与经典近似所得到的色散关系进行比较，从而看出相对论效应所带来的影响；在第三节里，给出 Δh 激发的表达式，并在最后一节里作小结性讨论。

2 ph 和 $p\bar{p}$ 激发的相对论描述

在零温的核物质中，核子的传播子 $G(p)$ 可以表示成如下形式：

$$G(p)=G_{\mathrm{F}}(p)+G_{\mathrm{D}}(p), \tag{1}$$

$$G_{\mathrm{F}}(p)=\frac{1}{\gamma\cdot p-\widetilde{m}_{\mathrm{n}}+i\varepsilon}, \tag{2}$$

$$G_{\mathrm{D}}(p)=\frac{i\pi}{E_{\boldsymbol{p}}}(\gamma\cdot p+\widetilde{m}_{\mathrm{n}})\delta(p_0-F_{\boldsymbol{p}})n_{\boldsymbol{p}}, \tag{3}$$

G_{F} 为通常的费曼传播子；G_{D} 为明显核密度有关的传播子；$\widetilde{m}_{\mathrm{n}}$ 为核子的有效质量，由核物质的物态方程 (EOS) 决定[4]；$E_{\boldsymbol{p}}=\sqrt{\boldsymbol{p}^2+\widetilde{m}_{\mathrm{n}}^2}$，$n_{\boldsymbol{p}}=\theta(p_{\mathrm{F}}-|\boldsymbol{p}|)$ 为核子分布函数，p_{F} 是费米动量。在 πNN 赝标 (PS) 耦合 $-ig_{\pi\mathrm{NN}}\bar{\psi}\gamma_5\boldsymbol{\tau}\cdot\psi\boldsymbol{\pi}$ 情形下，π 介子自能 Π^{PS} 可以表示成 $\Pi_{\mathrm{F}}^{\mathrm{PS}}$ 与 $\Pi_{\mathrm{D}}^{\mathrm{PS}}$ 之和：

$$\begin{aligned}\Pi_{\mathrm{F}}^{\mathrm{PS}}(q)=-\frac{g_{\pi\mathrm{NN}}^2}{(2\pi)^3}\int\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{p}}{E_{\boldsymbol{p}}E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}}\Big[4E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}+q^2\Big(&\frac{1}{E_{\boldsymbol{p}}+E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}-q_0-i\varepsilon}\\&+\frac{1}{E_{\boldsymbol{p}}+E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}+q_0-i\varepsilon}\Big)\Big],\end{aligned} \tag{4}$$

$$\begin{aligned}\Pi_{\mathrm{D}}^{\mathrm{PS}}(q)=\frac{g_{\pi\mathrm{NN}}^2}{(2\pi)^3}\int\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{p}}{E_{\boldsymbol{p}}E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}}\Big\{&(1-n_{\boldsymbol{p}})n_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}q^2\Big(\frac{1}{E_{\boldsymbol{p}}-E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}-q_0-i\varepsilon}\\&+\frac{1}{E_{\boldsymbol{p}}-E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}+q_0-i\varepsilon}\Big)+n_{\boldsymbol{p}}\Big[4E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}\\&+q^2\Big(\frac{1}{E_{\boldsymbol{p}}+E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}-q_0-i\varepsilon}+\frac{1}{E_{\boldsymbol{p}}+E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}+q_0-i\varepsilon}\Big)\Big]\Big\},\end{aligned} \tag{5}$$

$\Pi_{\mathrm{F}}^{\mathrm{PS}}$ 来自两个费曼传播子的贡献，当 $p_{\mathrm{F}}\to 0$ 时不为零，而 $\Pi_{\mathrm{D}}^{\mathrm{PS}}|_{p_{\mathrm{F}}\to 0}\to 0$。所以 $\Pi_{\mathrm{D}}^{\mathrm{PS}}$ 是明显密度有关的。由于 $\Pi_{\mathrm{F}}^{\mathrm{PS}}$ 是发散的，通常这项被丢掉，而 $\Pi_{\mathrm{D}}^{\mathrm{PS}}$ 中的第一项，由于有 $(1-n_{\boldsymbol{p}})n_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}$ 因子的出现，它具有 ph 激发的形式。而 $\Pi_{\mathrm{D}}^{\mathrm{PS}}$ 中第二项当和 $\Pi_{\mathrm{F}}^{\mathrm{PS}}$ 加起来时，才会有 $(1-n_{\boldsymbol{p}})$ 因子出现，也就是代表 $p\bar{p}$ 的激发，很显然，如果丢掉 $\Pi_{\mathrm{F}}^{\mathrm{PS}}$ 而只保留 $\Pi_{\mathrm{D}}^{\mathrm{PS}}$ 中第二项的话，就保留下违反 Pauli 原理的项。

另一方面，核子传播子 $G(p)$ 也可以表示成粒子、空穴、反粒子传播子 S_{P},S_{h},$S_{\boldsymbol{p}}$ 的形式：

$$G(p)=S_{\mathrm{P}}(p)+S_{\mathrm{h}}(p)+S_{\bar{\mathrm{p}}}(p), \tag{6}$$

$$S_{\mathrm{p}}(p)=\frac{\tilde{m}_{\mathrm{n}}}{E_{\boldsymbol{p}}}\frac{(1-n_{\boldsymbol{p}})\Lambda_{+}(\boldsymbol{p})}{p_0-E_{\boldsymbol{p}}+i\varepsilon}, \tag{7}$$

$$S_{\mathrm{h}}(p)=\frac{\tilde{m}_{\mathrm{n}}}{E_{\boldsymbol{p}}}\frac{n_{\boldsymbol{p}}\Lambda_{+}(\boldsymbol{p})}{p_0-E_{\boldsymbol{p}}-i\varepsilon}, \tag{8}$$

$$S_{\bar{\mathrm{p}}}(p)=-\frac{\tilde{m}_{\mathrm{n}}}{E_{\boldsymbol{p}}}\frac{\Lambda_{-}(-\boldsymbol{p})}{p_0+E_{\boldsymbol{p}}-i\varepsilon}, \tag{9}$$

其中 $\Lambda_{\pm}$ 为粒子，反粒子投影算符：

$$\Lambda_{+}(\boldsymbol{p})=\frac{\gamma_0E_{\boldsymbol{p}}-\boldsymbol{\Upsilon}\cdot\boldsymbol{p}+\tilde{m}_{\mathrm{n}}}{2\tilde{m}_{\mathrm{n}}}, \tag{10}$$

$$\Lambda_{-}(\boldsymbol{p})=\frac{-\gamma_0E_{\boldsymbol{p}}+\boldsymbol{\Upsilon}\cdot\boldsymbol{p}+\tilde{m}_{\mathrm{n}}}{2\tilde{m}_{\mathrm{n}}}. \tag{11}$$

用这些传播子，同样可以用来计算 π 介子自能，其不为零的贡献则分别来自 ph 激发 Π_{ph} 和 $\mathrm{p\bar{p}}$激发 $\Pi_{\mathrm{p\bar{p}}}$，对 PS 耦合，我们得到：

$$\Pi^{\mathrm{PS}}(q)=\Pi^{\mathrm{PS}}_{\mathrm{ph}}(q)+\Pi^{\mathrm{PS}}_{\mathrm{p\bar{p}}}(q), \tag{12}$$

$$\begin{aligned}\Pi^{\mathrm{PS}}_{\mathrm{ph}}(q)=\frac{g^2_{\pi\mathrm{NN}}}{(2\pi)^3}\int\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{p}}{E_{\boldsymbol{p}}E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}}(1-n_{\boldsymbol{p}})n_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}\Big[2(E_{\boldsymbol{p}}-E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}})\\+q^2\Big(\frac{1}{E_{\boldsymbol{p}}-E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}-q_0-i\varepsilon}+\frac{1}{E_{\boldsymbol{p}}-E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}+q_0-i\varepsilon}\Big)\Big],\end{aligned} \tag{13}$$

$$\begin{aligned}\Pi^{\mathrm{PS}}_{\mathrm{p\bar{p}}}(q)=-\frac{g^2_{\pi\mathrm{NN}}}{(2\pi)^3}\int\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{p}}{E_{\boldsymbol{p}}E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}}(1-n_{\boldsymbol{p}})\Big[-2(E_{\boldsymbol{p}}+E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}})\\+q^2\Big(\frac{1}{E_{\boldsymbol{p}}+E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}-q_0-i\varepsilon}+\frac{1}{E_{\boldsymbol{p}}+E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}+q_0-i\varepsilon}\Big)\Big],\end{aligned} \tag{14}$$

这里 $\Pi^{\mathrm{PS}}_{\mathrm{p\bar{p}}}$ 是发散的．比较(13)、(14)与(4)、(5)两式可以看出它们之间的差别所在，也就是用 $G_{\mathrm{F}}, G_{\mathrm{D}}$ 传播子不能得到正确的 ph 和 $\mathrm{p\bar{p}}$ 激发的表达式．尽管(13)与(14)式之和等于(4)与(5)式之和，但是如果要分别研究 ph 和 $\mathrm{p\bar{p}}$ 激发的话，则只有从(6—14)式出发，否则将会得出错误的结果．

对于 PV πNN 相互作用，即 $\frac{f_{\pi\mathrm{NN}}}{m_\pi}\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma_5\boldsymbol{\tau}\cdot\psi\partial_\mu\boldsymbol{\pi}$，可以类似地计算其 ph 和 $\mathrm{p\bar{p}}$ 激发对自能 Π^{PV} 的贡献：

$$\Pi^{\mathrm{PV}}(q)=\Pi^{\mathrm{PV}}_{\mathrm{ph}}(q)+\Pi^{\mathrm{PV}}_{\mathrm{p\bar{p}}}(q), \tag{15}$$

$$\begin{aligned}\Pi^{\mathrm{PV}}_{\mathrm{ph}}(q)=\frac{2f^2_{\pi\mathrm{NN}}}{m^2_\pi}\int\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{p}}{E_{\boldsymbol{p}}E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}}(1-n_{\boldsymbol{p}})n_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}\Big\{(E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}-E_{\boldsymbol{p}})[(E_{\boldsymbol{p}}+E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}})^2\\-\boldsymbol{q}^2]+2\tilde{m}^2_{\mathrm{n}}q^2\Big(\frac{1}{E_{\boldsymbol{p}}-E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}-q_0-i\varepsilon}\\+\frac{1}{E_{\boldsymbol{p}}-E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}+q_0-i\varepsilon}\Big)\Big\},\end{aligned} \tag{16}$$

$$\Pi^{\mathrm{PV}}_{\mathrm{p\bar{p}}}(q)=\frac{2f^2_{\pi\mathrm{NN}}}{m^2_\pi}\int\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{p}}{E_{\boldsymbol{p}}E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}}(1-n_{\boldsymbol{p}})\Big\{(E_{\boldsymbol{p}}+E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}})[(E_{\boldsymbol{p}}-E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}})^2$$

$$-\boldsymbol{q}^2] - 2\tilde{m}_n^2 q^2\left(\frac{1}{E_p + E_{p+q} - q_0 - i\varepsilon}\right.$$

$$\left.+\frac{1}{E_p + E_{p+q} + q_0 - i\varepsilon}\right)\Big\}, \tag{17}$$

同样 $\Pi_{p\bar{p}}^{PV}$ 也是发散的,由于 PV πNN 相互作用严格讲是不可重整化的，所以需要找到一个合适的方法来处理发散。在本文中暂不讨论 $p\bar{p}$ 激发的贡献。在非相对论极限下，(16)式再现非相对论近似所得到的结果[7]，

$$\Pi_{ph}^{PV}(q) \to \frac{f_{\pi NN}^2}{m_\pi^2}\boldsymbol{q}^2 U_N(q_0, |\boldsymbol{q}|), \tag{18}$$

$U_N(q_0, |\boldsymbol{q}|)$ 是非相对论的 Lindhard 函数[7],它的实部是:

$$\mathrm{Re}U_N(q_0,|\boldsymbol{q}|) = \frac{\tilde{m}_n p_F}{\pi^2}\left\{-1 + \frac{1}{2q_F}\left[1-\left(\frac{\nu}{q_F}-\frac{q_F}{2}\right)^2\right]\right.$$

$$\cdot \ln\left|\frac{\frac{\nu}{q_F}-\frac{q_F}{2}+1}{\frac{\nu}{q_F}-\frac{q_F}{2}-1}\right| - \frac{1}{2q_F}\left[1-\left(\frac{\nu}{q_F}+\frac{q_F}{2}\right)^2\right]$$

$$\left.\cdot \ln\left|\frac{\frac{\nu}{q_F}+\frac{q_F}{2}+1}{\frac{\nu}{q_F}+\frac{q_F}{2}-1}\right|\right\}, \tag{19}$$

其中

$$\nu = \frac{q_0\tilde{m}_n}{p_F^2},\ q_F = \frac{|\boldsymbol{q}|}{p_F}.$$

π 介子的能量-动量色散关系由 π 介子传播子的极点决定,即:

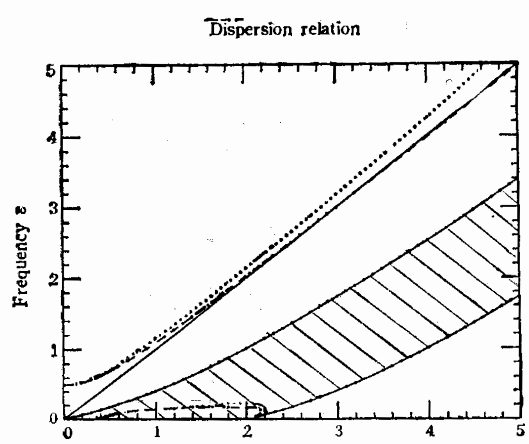

图1 在核物质中，π 介子色散关系曲线

点线代表非相对论情形，虚线代表相对论情形，对角线为时空分界线，用斜线标明的阴影区域为 Π_{ph}^{PV} 的虚部不为零的区域，纵坐标为能量 ω，横坐标为动量 $|\boldsymbol{q}|$，都是以 p_F 为单位

$$\omega^2 - \boldsymbol{q}^2 - m_\pi^2 - \mathrm{Re}\Pi_{\mathrm{ph}}^{\mathrm{PV}}(\omega, |\boldsymbol{q}|) = 0, \tag{20}$$

图 1 给出了其数值计算的结果。在数值计算中已取 $\widetilde{m}_n = m_n$，$m_\pi = 140\mathrm{MeV}$，$f_{\pi\mathrm{NN}} = 0.97$，核密度取 $0.2\mathrm{fm}^{-3}$。可以看到，在类空区域，相对论和非相对论的区别很小，而且全部落在阴影区内，这说明这种声学激发模式是完全被阻尼的，不可能以稳定的定态波的形式存在(这个结论只适用于这个近似下)。在类时区域，随着能量动量的增加，点线与虚线的区别也随着加大，而且在 $|q| \doteq 2.9 p_F$ 时，虚线穿入类空区域。

对 π 介子的色散关系还有许多很重要的因素需要考虑，如 NN、NΔ 短程关联，πNΔ 相互作用等。

3　Δh 激发

从 Δ 粒子传播子的定义出发，可以把其费曼传播子 $S_F^{\mu\nu}$ 表示成 Δ 粒子和反 Δ 粒子($\bar{\Delta}$)传播子 $S_\Delta^{\mu\nu}, S_{\bar{\Delta}}^{\mu\nu}$ 之和:

$$S_F^{\mu\nu}(p) = S_\Delta^{\mu\nu}(p) + S_{\bar{\Delta}}^{\mu\nu}(p), \tag{21}$$

$$S_\Delta^{\mu\nu}(p) = \frac{m_\Delta}{E_p^\Delta} \frac{\Lambda_+^{\mu\nu}(\boldsymbol{p})}{p_0 - E_p^\Delta + i\varepsilon}, \tag{22}$$

$$S_{\bar{\Delta}}^{\mu\nu}(p) = -\frac{m_\Delta}{E_p^\Delta} \frac{\Lambda_-^{\mu\nu}(-\boldsymbol{p})}{p_0 + E_p^\Delta - i\varepsilon}, \tag{23}$$

$\Lambda_\pm^{\mu\nu}$ 分别为 $\Delta, \bar{\Delta}$ 投影算符:

$$\Lambda_+^{\mu\nu}(\boldsymbol{p}) = \frac{\gamma_0 E_p^\Delta - \boldsymbol{\gamma} \cdot \boldsymbol{p} + m_\Delta}{2m_\Delta} \Big[g^{\mu\nu} - \frac{1}{3}\gamma^\mu\gamma^\nu - \frac{2}{3m_\Delta^2} \not{p}^\mu \not{p}^\nu + \frac{1}{3m_\Delta}(\not{p}^\mu\gamma^\nu - \not{p}^\nu\gamma^\mu) \Big], \tag{24}$$

$$\Lambda_-^{\mu\nu}(\boldsymbol{p}) = \frac{-\gamma_0 E_p^\Delta + \boldsymbol{\gamma} \cdot \boldsymbol{p} + m_\Delta}{2m_\Delta} \Big[g^{\mu\nu} - \frac{1}{3}\gamma^\mu\gamma^\nu - \frac{2}{3m_\Delta^2} \not{p}^\mu \not{p}^\nu - \frac{1}{3m_\Delta}(\not{p}^\mu\gamma^\nu - \not{p}^\nu\gamma^\mu) \Big], \tag{25}$$

在上式中 $\not{p}^\mu = (E_p^\Delta, \boldsymbol{p}), E_p^\Delta = \sqrt{\boldsymbol{p}^2 + m_\Delta^2}$。当把(22—25)式代入(21)式，经化简整理后，$S_F^{\mu\nu}$ 可以写成另一种形式:

$$S_F^{\mu\nu}(p) = S^{\mu\nu}(p) + \cdots, \tag{26}$$

$$S^{\mu\nu}(p) = \frac{1}{\gamma \cdot p - m_\Delta + i\varepsilon} \Big[g^{\mu\nu} - \frac{1}{3}\gamma^\mu\gamma^\nu - \frac{2}{3m_\Delta^2} p^\mu p^\nu + \frac{1}{3m_\Delta}(p^\mu\gamma^\nu - p^\nu\gamma^\mu) \Big], \tag{27}$$

(26)式中“…”部分是协变但不具有传播子形式的项[6,8,9]，象有质量矢量介子的情形一样，通常都把它丢掉而只保留 $S^{\mu\nu}$。但如果直接用 $S_\Delta^{\mu\nu}, S_{\bar{\Delta}}^{\mu\nu}$ 而不是 $S^{\mu\nu}$ 来计算 π 介子自能的话，就可以避开这个不确定因素。

$\pi N\Delta$ 相互作用 $\mathscr{L}_{\pi N\Delta}$ 一般表示成[6,9]:

$$\mathscr{L}_{\pi N\Delta}=\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{f_{\pi N\Delta}}{m_\pi}\bar{\Phi}^\mu_\Delta(g_{\mu\nu}+\xi\gamma_\mu\gamma_\nu)\boldsymbol{T}\cdot\psi\partial^\nu\boldsymbol{\pi}+\text{h.c.},\tag{28}$$

其中 ξ 为任意常数，$\boldsymbol{T}$ 为同位旋矩阵[10]. 对于在能壳的 Δ 粒子，ξ 项的贡献为零，因为 Δ 粒子应满足方程 $\bar{\Phi}^\mu_\Delta\gamma_\mu=0$,所以 ξ 项只贡献于离能壳的 Δ 粒子.

用粒子、空穴、反粒子传播子可以计算 ΔN 激发的 π 介子自能 $\Pi_{\Delta N}$,其贡献分别来自 $\Delta h,\bar{\Delta}p,\Delta\bar{p}$ 的激发:

$$\Pi_{\Delta N}(q)=\Pi_{\Delta h}(q)+\Pi_{\bar{\Delta}p}(q)+\Pi_{\Delta\bar{p}}(q),\tag{29}$$

$$\begin{aligned}\Pi_{\Delta h}(q)=&-\frac{8i}{6}\frac{f^2_{\pi N\Delta}}{m^2_\pi}q^\alpha q^\beta\int\frac{\mathrm{d}p}{(2\pi)^4}\mathrm{Tr}[(g_{\alpha\lambda}+\xi\gamma_\alpha\gamma_\lambda)S^{\lambda\sigma}_\Delta(p)(g_{\sigma\beta}\\&+\xi\gamma_\sigma\gamma_\beta)S_h(p+q)]+(q\to -q),\end{aligned}\tag{30}$$

$$\begin{aligned}\Pi_{\bar{\Delta}p(\Delta\bar{p})}(q)=&-\frac{8i}{6}\frac{f^2_{\pi N\Delta}}{m^2_\pi}q^\alpha q^\beta\int\frac{\mathrm{d}p}{(2\pi)^4}\mathrm{Tr}[(g_{\alpha\lambda}+\xi\gamma_\alpha\gamma_\lambda)S^{\lambda\sigma}_{\bar{\Delta}(\Delta)}(p)\\&\cdot(g_{\sigma\beta}+\xi\gamma_\sigma\gamma_\beta)S_{p(\bar{p})}(p+q)]+(q\to -q),\end{aligned}\tag{31}$$

可以看出，$\Pi_{\Delta h}$ 是有限而 $\Pi_{\bar{\Delta}p}$、$\Pi_{\Delta\bar{p}}$ 是发散的. 同样的原因，这里暂不考虑 $\bar{\Delta}p$ 和 $\Delta\bar{p}$ 激发。经过进一步化简，$\Pi_{\Delta h}$ 最终可写成如下形式:

$$\begin{aligned}\Pi_{\Delta h}(q)=&\frac{16f^2_{\pi N\Delta}}{9m^2_\Delta m^2_\pi}\int\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{p}}{(2\pi)^3}\frac{n_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}}{4E^\Delta_{\boldsymbol{p}}E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}}\Big\{2(E^\Delta_{\boldsymbol{p}}-E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}})\cdot[E^\Delta_{\boldsymbol{p}}E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}q_0^2+q^2m^2_\Delta\\&-(\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{q})^2]-2E^\Delta_{\boldsymbol{p}}q_0^2(m^2_\Delta-\tilde{m}^2_n-\bar{q}^2)+[(m_\Delta+m)^2-q^2]\\&\cdot\Big[\frac{1}{2}(E^\Delta_{\boldsymbol{p}}-E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}})\cdot((E^\Delta_{\boldsymbol{p}}+E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}})^2+q_0^2)-(E^\Delta_{\boldsymbol{p}}+E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}})\\&\cdot(m^2_\Delta-\tilde{m}^2_n-\boldsymbol{q}^2)\Big]\Big\}+\frac{f^2_{\pi N\Delta}}{4m^2_\pi}[(m_\Delta+\tilde{m}_n)^2-q^2]\\&\cdot\Big[q^2-\frac{1}{4m^2_\Delta}(m^2_\Delta-\tilde{m}^2_n+q^2)^2\Big]\cdot U_\Delta(q),\end{aligned}\tag{32}$$

式中 $U_\Delta(q)$ 为相对论 Δh 激发的 Lindhard 函数(参阅文献[7]第一篇引文中关于非相对论 Δh Lindhard 函数的定义):

$$\begin{aligned}U_\Delta(q)=&-\frac{16}{9}\int\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{p}}{(2\pi)^3}\frac{n_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}}{E^\Delta_{\boldsymbol{p}}E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}}\Big(\frac{1}{E^\Delta_{\boldsymbol{p}}-E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}-q_0-i\varepsilon}\\&+\frac{1}{E^\Delta_{\boldsymbol{p}}-E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}+q_0-i\varepsilon}\Big).\end{aligned}\tag{33}$$

从(32)式可以看出 $\Pi_{\Delta h}$ 与任意常数 ξ 无关,而用费曼传播子 $S^{\mu\nu}$ 来计算 $\Pi_{\Delta h}$ 时则与 ξ 有关[6]. 如上节所述同样的原因,那样的 $\Pi_{\Delta h}$ 也不是真正的 Δh 激发，它还含有其它非 Δh 激发的成分,其物理含义也不清楚. 而(32)式则是真实的 Δh 激发的自能.

在下一步的工作中,我们将进一步考虑 NN,NΔ 之间的短程关联,并同 $\Pi_{ph},\Pi_{\Delta h}$ 一起计算 π 介子的色散关系.

4 总结和讨论

为了得到正确的 π 介子在核物质中的色散关系，关键是要给出正确的 π 介子的自能。在第二节里，指出了用 G_F 和 G_D 传播子计算自能时，存在的缺点，那就是：首先得不到正确的 Π_{ph} 的表达式，其二是如果忽略 Π_F 的话，则 Π_D 中则留有违反 Pauli 原理的项。而核子的粒子、空穴、反粒子传播子则提供了一个正确计算 ph，$p\bar{p}$ 激发的途径，而且还可以分别考虑两者的贡献大小。由于 $\Pi_{p\bar{p}}$ 是发散的且与如何处理发散有关，所以在本文中暂未考虑 $\Pi_{p\bar{p}}$ 的贡献。数值计算表明，π 介子的色散关系在相对论和非相对论 PV 耦合情形下，两者的差别随着能量-动量的增加而增大，而且类空区域的声学激发模式完全落在 Π_{ph}^{PV} 虚部不为零的区域。另外数值计算还表明，对 Π_{NN} 的 PS 和 PV 相互作用，当其耦合常数 $g_{\pi NN}$ 和 $f_{\pi NN}$ 用关系 $\frac{f_{\pi NN}}{m\pi}=\frac{g_{\pi NN}}{2m_n}$ 相联系时，两种情况所计算的色散关系差别也不大，并也是随着能量-动量的增加而增大。

对 Δh 激发，指出了用通常费曼传播子 $S^{\mu\nu}$ 和 $S_{\Delta}^{\mu\nu}$，$S_{\bar{\Delta}}^{\mu\nu}$ 来计算 $\Pi_{\Delta N}$ 所存在的差别，并给出了正确的 Δh 激发 $\Pi_{\Delta h}$ 的表达式。在下一步的工作中，我们将进一步考虑 Δh 激发和短程关联效应，并计算 π 介子的色散关系。

作者刘良钢非常感谢中山大学物理系领导对这项工作的支持，感谢中国科学院高能物理研究所的支持和帮助。

参　考　文　献

[1] A. B. Migdal, *Rev. Mod. Phys.*, **50** (1982) 107; M. Rho, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **34** (1984) 531.
[2] E. Oset, H. Toki, and W. Weise, *Phys. Rep.*, **4** (1982) 281; W. Ehehalt, et al., *Phys. Lett.*, **B298** (1993) 31.
[3] L. H. Xia, et al., *Nucl. Phys.*, **A485** (1988) 721.
[4] B. D. Serot, and J. D. Walecka, *Adv. Nucl. Phys.*, **16** (1986) 1.
[5] W. Bentz et al., *Nucl. Phys.*, **A436** (1985) 593.
[6] e. g., T. Herbert, K. Wehrberger, and F. Beck, *Nucl. Phys.*, **A541** (1992) 699.
[7] C. Garcia-Pecio, E. Oset and L. L. Salcedo, *Phys. Rev.*, **C46** (1992) 1617. A. Fetter, J. D. Walecka, Quantum Theory of Many-Particle Systems, (McGraw-Hill, NY, 1971), p158.
[8] D. Lurie, Particle and Fields, (Interscience Publishers, NY, 1968), p163.
[9] R. D. Peccei, *Phys. Rev.*, **176** (1968) 1812; L. M. Nath, B. Etemadi, and J. D. Kimmel, *Phys. Rev.*, **D3** (1971) 2153.
[10] P. Carruthers and M. M. Nieto, *Ann. Phys.*, **51** (1969) 359.

The Particle-Hole and Delta-Hole Excitations in Nuclear Matter

Liu Lianggang
(*Department of Physics, Zhongshan University, Guangzhou* 510275)

Ma Weixing Jiang Huanqing
(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing* 100039)

Received on December 20, 1993

Abstract

A new method for the relativistic calculations of particle hole and delta-hole excitations of pions in nuclear matter is given. We point out the difference between the usual methods and ours. The dispersion relation of the pion meson including virtual particle-hole excitation is calculated and compared numerically with that of the non-relativistic case. The formulae of relativistic delta-hole excitation of pions in nuclear matter are also given.

Key words Nuclear matter, π-propagator, particle-hole excitation, Δ-hole excitation, relativistic Lindhard function, π-dispersion relation.