

文章编号: 1007-4627(2008)04-0317-05

核物质中 $\Delta(1\ 232)$ 粒子的介质效应*

李永青^{1,3}, 李希国^{1,2, #}

(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;

3 中国科学院研究生院, 北京 100049)

摘要: 利用手征有效场论, 通过对核物质中核子传播子的修正, 研究了核物质中的 $\Delta(1\ 232)$ 粒子的有效质量和衰变宽度。发现 $\Delta(1\ 232)$ 粒子的有效质量随核物质密度的增加而减小, 而衰变宽度随核物质密度增加而增加; $\Delta(1\ 232)$ 粒子衰变宽度的变化主要取决于核子有效质量及 $\Delta(1\ 232)$ 粒子有效质量的变化。

关键词: Δ 粒子; 衰变宽度; 有效质量; 手征有效场论

中图分类号: O572.34

文献标识码: A

1 引言

近年来, 人们普遍认为, 强子在核物质中的性质将发生改变, 例如, 质量的改变、衰变宽度的改变以及与其他强子耦合强度的改变等; 同时认为, 强子性质在核物质中的改变与手征对称破缺部分恢复或完全恢复有关。在该领域人们做了大量的工作, 如 Brown-Rho 标度^[1, 2]、相对论平均场理论^[3]和介质中的手征有效场论^[4, 5]等。 Δ 粒子是人们较早认识的重子共振态之一^[6], 在低能核子-核子散射以及低能 π -核子散射中扮演着重要的角色。 Δ 粒子的质量约为 1 232 MeV, 与核子质量相差不大, 使得 Δ 粒子在核物质中容易产生, 是核物质中非核子自由度研究的主要考虑对象。所以, Δ 粒子无论在粒子物理中还是在核物理中都是很重要的研究课题^[7, 8]。到目前为止, 已经有很多关于 Δ 粒子的实验以及理论研究。这些研究大致可分为 Δ 粒子在真空中的性质^[9-12]和 Δ 粒子在核物质中性质的改变^[13-18]等研究。

手征有效场论(CHEFT)是 QCD 的低能有效理论, 在低能强子物理的研究中已取得了很大的成功。将手征有效场论运用到核物质中, 就要考虑介

质效应。在核物质中, 由于泡利不相容原理的影响, 核子的传播子要进行修正。在文献[19]中我们在包含 Δ 粒子的手征有效场论的框架下, 利用核物质中核子传播子的修正, 研究了核物质中 Δ 粒子的有效质量的变化。本文将对核物质中粒子的有效质量的得出做简单介绍, 并进一步得出核物质中 Δ 粒子的衰变宽度的变化。

2 包含 Δ 粒子的手征有效场论

Pascalutsa 和 Vanderhaeghen 在文献[9]中引入的拉氏量表达式如下:

$$L^{(1)} = \bar{N}(i\gamma^\mu \partial_\mu - M_N)N + \frac{ig_A}{2f_\pi M_N} \times \bar{N}\gamma^{\mu\nu}\gamma_5\tau^a(\partial_\mu N)\partial_\nu\pi^a + \bar{\psi}_\mu(\gamma^{\mu\nu\alpha}i\partial_\alpha - M_\Delta\gamma^{\mu\nu})\psi_\nu + \frac{H_A}{2f_\pi M_\Delta}\epsilon^{\mu\nu\alpha\lambda}\bar{\psi}_\mu\bar{\sigma}^{\alpha\beta}(\partial_\alpha\psi_\nu)\partial_\lambda\pi^a + \frac{ih_A}{2f_\pi M_\Delta}\{\bar{N}T^a\gamma^{\mu\nu\lambda}\partial_\mu\psi_\nu(\partial_\lambda\pi^a) + \text{H. C.}\}, \quad (1)$$

其中, N 表示核子场, ψ_μ 表示 Δ 粒子场, f_π (≈ 92.4 MeV) 表示 π 介子的衰变常数; g_A ($=1.267$), h_A ($= (3\sqrt{2})g_A$), H_A ($= (9/5)g_A$) 分别为 πNN , $\pi N\Delta$, $\pi\Delta\Delta$ 的耦合常数; τ 为泡利矩阵, 满足 $\tau^a\tau^a =$

* 收稿日期: 2008-03-07

* 基金项目: 中国科学院知识创新工程重点方向性项目(KJXC2-SW-No16, KJXC3-SYW-No2); 国家自然科学基金资助项目(10435080, 10575123, 10710172)

作者简介: 李永青(1982-), 男(汉族), 甘肃会宁人, 博士, 从事强子物理研究。

通讯联系人: 李希国, E-mail: xgl@impcas.ac.cn

3($a = 1, 2, 3$ 求和, 下同); \mathcal{T} 为同位旋1/2到1/3的转换矩阵, 满足 $T^a T^a = 5/3$; T 为同位旋3/2矩阵, 满足 $T^{a\dagger} T^a = 2$; $M_\Delta (= 1232 \text{ MeV})$ 为 Δ 粒子在真空中的质量。

由(1)式可得核子的传播子、 π 介子的传播子以及 Δ 粒子的传播子, 分别为

$$S_F(k) = \frac{\gamma_\mu k^\mu + M_N}{k^2 - M_N^2 + i\epsilon}, \quad (2)$$

$$S_\pi(k) = \frac{1}{k^2 - m_\pi^2 + i\epsilon}, \quad (3)$$

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\gamma_\mu p^\mu + M}{m^2 - p^2} \left[g^{\alpha\beta} - \frac{1}{3} \gamma^\alpha \gamma^\beta + \frac{(1-\zeta)(\zeta \gamma_\mu p^\mu + M)}{3(\zeta^2 p^2 - m^2)} \gamma^\alpha p^\beta + \frac{2(1-\zeta^2)p^\alpha p^\beta}{3(\zeta^2 p^2 - m^2)} \right], \quad (4)$$

上式中 ζ 为实数, 是规范条件参数, 当 $\zeta=0$ 时, (4)式对应通常的Rarita-Schwinger传播子。当 $\zeta=\infty$ 时,

$$S^{\alpha\beta}(p) = \frac{\gamma_\mu p^\mu + M}{m^2 - p^2} P^{(2/3)\alpha\beta}(p), \quad (5)$$

其中

$$P^{(2/3)\alpha\beta}(p) = \frac{2}{3} \left(g^{\alpha\beta} - \frac{p^\alpha p^\beta}{p^2} \right) + \frac{\gamma_\mu p^\mu}{3p^2} \gamma^{\alpha\beta\mu} p_\mu$$

为协变的自旋3/2投影算子, 这时 Δ 粒子的自能可以表示为一个简单的形式:

$$\Sigma_\Delta^\beta(p) = \Sigma_\Delta(p) P^{(2/3)\alpha\beta}(p), \quad (6)$$

这里 $\Sigma(p)$ 具有自旋1/2的Lorentz结构, 于是当 $\zeta=\infty$ 时, 核子与 Δ 粒子的自能可用相同的Lorentz形式表示。将利用(6)式计算 Δ 粒子的自能, 从而计算 Δ 粒子的有效质量和在核物质中的衰变宽度。

3 核物质中 Δ 粒子的有效质量

在核物质中, 由于受泡利不相容原理的作用, 核子的传播子应当为

$$S(k) = (\gamma_\mu k^\mu + M_N) \left[\frac{1}{k^2 - M_N^2 + i\epsilon} + \frac{i\pi}{E^0(k)} \delta(k^0 - E^0) \theta(k_F - |k|) \right] = S_F(k) + S_D(k), \quad (7)$$

其中, $E^0(k) = \sqrt{k^2 + M_N^2}$, $S_F(k)$ 为自由核子的传播子, $S_D(k)$ 为核子的密度相关的传播子。 k_F 为费米动量, 在对称核中, 与核子数密度的关系为 $\rho_N =$

$$(2/3\pi^2)k_F^3.$$

利用(7)式, 根据 Δ 粒子的一阶自能(见图1), 可以得到 Δ 粒子的密度相关的自能为

$$\begin{aligned} \Sigma_\Delta(p) &= \frac{C_{\Delta N}}{3(2f_\pi M_\Delta)^2} \frac{1}{i} \times \\ &\int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} S_D(k) [p^2 k^2 - (pk)^2] \\ &= \Sigma_\Delta^s(p) + \Sigma_{\Delta\mu}(p) \gamma^\mu, \end{aligned} \quad (8)$$

其中, $\Sigma_\Delta^s(p) = h_A^2$, $h_A = 2.85$, p (满足 $p^2 = M_\Delta^{*2}$)为 Δ 粒子的四维动量。

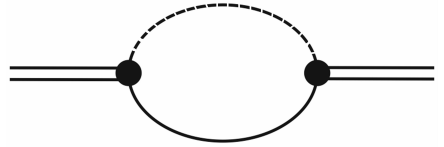


图1 Δ 粒子的一阶自能图

双线表示 Δ 粒子, 实线表示核子, 而虚线表示 π 介子。

Δ 粒子的有效质量可以由以下方程得到:

$$M_\Delta^* = M_\Delta + \text{Re}[\Sigma_\Delta^0(M_\Delta^*) + \Sigma_\Delta^s(M_\Delta^*)]. \quad (9)$$

另外, 核物质中核子的质量随密度的增加而减小, 可由以下近似公式表示^[20],

$$M_N^* = \frac{1}{1 + 0.23(\rho/\rho_0)} M_N. \quad (10)$$

所以在计算 Δ 粒子自能时, (7)式中的核子的质量应当换成核子的有效质量 M_N^* 。对(9)式自恰求解就可得到 Δ 粒子的有效质量的数值结果^[19], 如图2所示。由图2可以看出, 核物质密度在 $0-3\rho_0$ 左右时,

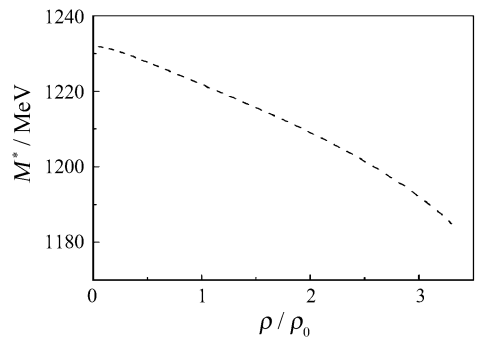


图2 Δ 粒子的有效质量随着核物质密度的变化关系

Δ 粒子的有效质量随核物质密度的增加而减小, 数量级在几十个 MeV左右, 与美国Lawrence Berkeley国家实验室给出的范围大致相符^[15]。

4 核物质中 Δ 粒子的衰变宽度

在真空中 Δ 粒子的衰变宽度只与 $p^2 = M_\Delta^2$ 有关，与 ρ 无关；而在介质中 Δ 粒子的衰变宽度 Γ_Δ^* 与 $p^2 = M_\Delta^{*2}$ 和 ρ 都有关，可分为两项：

$$\Gamma_\Delta^* = \Gamma_\Delta^0 + \Delta\Gamma_\Delta, \quad (11)$$

第一项 Γ_Δ^0 与真空中 Δ 粒子的衰变宽度的形式相同^[9]，不同的是所有强子的质量换为有效质量，如下：

$$\Gamma_\Delta^0 = \frac{4\pi h_\Lambda^2 (M_N^* + E_{k_\pi}) k_\pi^3}{3(8\pi f_\pi)^2 M_\Delta^*}, \quad (12)$$

其中

$$E_{k_\pi} = \sqrt{k_\pi^2 + M_N^{*2}},$$

$$k_\pi^2 = \frac{1}{4M_\Delta^{*2}} [M_\Delta^{*2} - (M_N^* + M_\pi)^2] \times [M_\Delta^{*2} - (M_N^* - M_\pi)^2];$$

第二项则与密度相关的核子的传播子有关，如下^[18]：

$$\begin{aligned} \Delta\Gamma_\Delta = & -2\text{Im} \left[\frac{1}{4} \text{Tr} \left(\Sigma_\Delta^{\mu\nu}(p) (P^{3/2})_{\nu\mu} \frac{(\gamma_\mu p^\mu + M_\Delta^*)}{2M_\Delta^*} \right) \right], \end{aligned} \quad (13)$$

其中

$$\Sigma_\Delta^{\mu\nu}(p) = (\Sigma_\Delta^s(p) + \Sigma_{\Delta\omega}(p)\gamma^0) P^{(3/2)\mu\nu}(p),$$

由(8)式决定其值。定义

$$E_\pm = \left(\frac{p^0 E_{k_\pi} \pm |p| k_\pi}{M_\Delta^*} \right), E_F = \sqrt{k_F^2 + M_N^{*2}},$$

则(13)式可分为3个区间：

I 区 $E_- > E_F, \quad \Delta\Gamma_\Delta(p) = 0;$

II 区 $E_+ > E_F > E_-,$

$$\Delta\Gamma_\Delta = \frac{2\pi h_\Lambda^2 (M_N^* + E_{k_\pi})}{3(8\pi f_\pi)^2 |p|} k_\pi^2 (E_- - E_+);$$

III 区 $E_F > E_+,$

$$\Gamma_\Delta^0 = \frac{-4\pi h_\Lambda^2 (M_N^* + E_{k_\pi}) k_\pi^3}{3(8\pi f_\pi)^2 M_\Delta^*}. \quad (14)$$

利用(11)，(12)，(13)和(14)式，以及前面得到的核子有效质量和 Δ 粒子的有效质量，就可得到核物质中 Δ 粒子的衰变宽度，如图3所示。

由图3可知，在核物质中， Δ 粒子的衰变宽度随

核物质密度的增加而增加。在确定的核物质密度下， Δ 粒子的衰变宽度在0—100 MeV 左右的低动量范围内不变，这个范围随核物质密度的增加而缩小。当 Δ 粒子的动量超过这个范围时， Δ 粒子的衰变宽度随 Δ 粒子的动量的增加先减小再增加。核

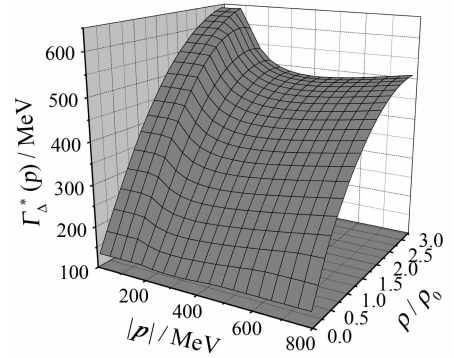


图3 核物质中 Δ 粒子的衰变宽度随核物质密度以及 Δ 粒子的动量的变化关系

计算中考虑了核子以及 Δ 粒子的有效质量的变化。

物质中 Δ 粒子的衰变宽度受到两方面的影响：其一，随着核物质密度的增加，核子的有效质量与 Δ 粒子的有效质量都减小，但是核子的有效质量的减小速度远大于 Δ 粒子的有效质量的减小速度，这使得 Δ 粒子的衰变宽度增加；其二，由于泡利不相容原理的作用，核子传播子要得到修正，从而影响 Δ 粒子的衰变宽度。为了确定这两个方面究竟各自起多大的作用，我们用真空中核子的质量以及真空中 Δ 粒子的质量，计算了核子传播子修正后的 Δ 粒子的衰变宽度的变化，如图4所示。

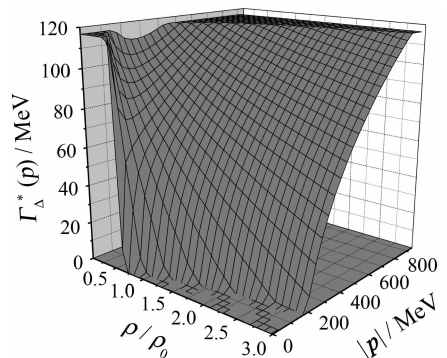


图4 核物质中 Δ 粒子的衰变宽度随核物质密度以及 Δ 粒子的动量的变化关系

计算中没有考虑核子以及 Δ 粒子的有效质量的变化。

由图4可知，由泡利不相容原理引起的核子传

播子的修正对 Δ 粒子的衰变宽度的影响比较复杂。整体来讲， Δ 粒子的衰变宽度变小。当核物质密度大于 $0.6\rho_0$ ，同时 Δ 粒子动量较小时， Δ 粒子的衰变宽度为0，这就意味着 Δ 粒子的衰变完全被泡利不相容原理所阻止。但是通过图4与图3的比较可得， Δ 粒子的衰变宽度的变化主要取决于核子有效质量以及 Δ 粒子有效质量的减小，结果是核物质中 Δ 粒子的衰变宽度随核物质密度的增加而增加。

图5和图6分别给出了在 $\rho=0.5\rho_0, \rho_0, 1.5\rho_0$ 和 $2\rho_0$ 时的 Δ 粒子的衰变宽度对 Δ 粒子动量的依赖情况。图5没有考虑核子以及 Δ 粒子的有效质量的变化；而图6是考虑了核子以及 Δ 粒子的有效质量在核物质中的变化以后得出的。通过对两图的比较可以看出，核子以及 Δ 粒子的有效质量的变化对 Δ 粒子的衰变宽度影响很大。

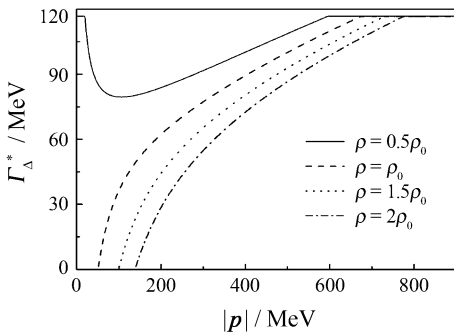


图5 核物质中 Δ 粒子的衰变宽度分别在不同 ρ 值时与 Δ 粒子的动量的关系

计算中没有考虑核子以及 Δ 粒子的有效质量的变化。

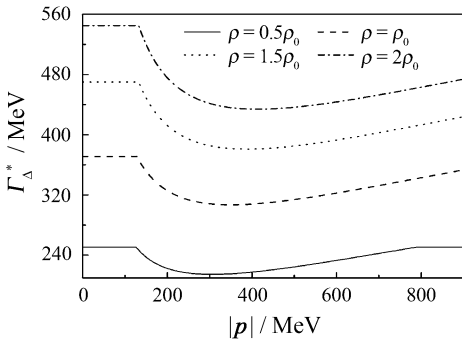


图6 核物质中 Δ 粒子的衰变宽度分别在不同 ρ 值时与 Δ 粒子的动量的关系

计算中考虑了核子以及 Δ 粒子的有效质量的变化。

5 结束语

本文中利用手征有效场论以及核子传播子在介质中的修正，研究了核物质中 Δ 粒子的有效质量和衰变宽度的改变，同时也研究了核子有效质量以及 Δ 粒子有效质量对 Δ 粒子衰变宽度的影响。从理论上得到核物质中 Δ 粒子性质的改变。迄今为止，有关 Δ 粒子的介质效应的实验数据还很少，但在CSR能区上可以产生 Δ 粒子，同时重离子碰撞可以提供研究部分强子介质效应的实验条件。在CSR上对 Δ 粒子的介质效应进行某些实验研究是完全有可能的。

参考文献 (References):

- [1] Brown G E, Rho M. Phys Rev Lett, 1991, 66: 2 720.
- [2] Brown G E, Rho M. Phys Rep, 2002, 85: 363.
- [3] Hu Xiang, Guo Hua. Phys Rev, 2003, C67: 038 801.
- [4] Wirzba A. Prog Part Nucl Phys, 2003, 50: 217.
- [5] Girlanda L, Rusetsky A, Weise W. Annals of Physics, 2004, 312: 92.
- [6] Anderson H L, Fermi E, Long E A, *et al.* Phys Rev, 1952, 85: 936.
- [7] Pascalutsa V, Vanderhaeghen M, Yang S N. Phys Rep, 2007, 437: 125.
- [8] Cattapan G, Ferreira L S. Phys Rep, 2002, 362: 303.
- [9] Pascalutsa V, Vanderhaeghen M. Phys Lett, 2006, B636: 31.
- [10] Hacker C, Wies N, Gegelia J. Phys Rev, 2005, C72: 055 203.
- [11] Belyaev V M, Radyushkin A V. Phys Rev, 1996, D53: 6 509.
- [12] Aznauryan I, Stepanyan S. Phys Rev, 1996, D59: 54 009.
- [13] Oset E, Salcedo L L. Nucl Phys, 1987, A468: 631.
- [14] Hees H V, Rapp R. J Phys, 2005, G31: S203.
- [15] Hjort E L, Albergo S, Bieser F, *et al.* Phys Rev Lett, 1997, 79: 4 345.
- [16] Ehehalt W, Cassing W, Engel A, *et al.* Phys Rev, 1993, C47: R2 467.
- [17] Kim H, Schramm S, Lee S H. Phys Rev, 1997, C56: 1 582.
- [18] Van Daele L, Korchin A Yu, Van Neek D, *et al.* Phys Rev, 2001, C65: 014 613.
- [19] Lee Xiguo, Li Yongqing, Liu Ziyu. Chin Phys Lett, 2007, 24: 2 540.
- [20] Kim H C, Lee C H, Lee H J. arXiv: hep-ph/0402141.

Medium Effect of $\Delta(1232)$ in Nuclear Matter^{*}

LI Yong-qing^{1,3}, LI Xi-guo^{1,2, #}

(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 School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

Abstract: Based on the chiral effective field theory (CHEFT), we study the effective mass and decay width of $\Delta(1232)$ in the nuclear matter with the modified nucleon propagator. We find that the effective mass of $\Delta(1232)$ decreases, while the decay width of $\Delta(1232)$ increases with increasing the density of nuclear matter. And the decay width of $\Delta(1232)$ mainly depends on the effective masses of nucleon and $\Delta(1232)$.

Key words: $\Delta(1232)$; decay width; effective mass; chiral effective field theory

* **Received date:** 7 Mar. 2008

* **Foundation item:** Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences (KJCX2-SW-No16, KJCX3-SYW-No2); National Natural Science Foundation of China(10435080, 10575123, 10710172)

Corresponding author: Li Xi-guo, E-mail: xgl@impcas.ac.cn