第2卷 第5期 高能物理与核物理 Vol. 2, No. 5
1978年9月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS September, 1978

核子-Isobar的等效相互作用

余友文 吴慧芳
（中国科学院高能物理研究所）

在实验上有很多现象表明核子共振态 Δ(3/2, 3/2)（称为 Isobar）是可能被束缚在原子核内的。例如 π-核散射实验中[1]，在比自由Δ激发能量低几十 MeV 处有一明显共振峰，这现象可能就是在核内Δ自由度的被激发（以Δ表示 Isobar，以N表示核子）。研究Δ自由度被激发核的性质的问题已成为一个很有兴趣的课题。我们知道，研究原子核内 N-N 相互作用是核物理研究中最基本的问题，因为二核子之间的作用势是从微观上了解核性质的基础。同样，研究 N-Δ 之间的作用势也是一个基本的问题，它是研究包含Δ自由度时核性质的基础。把 N-N 相互作用的介子理论方法推广到 N-Δ 的相互作用中来的问题已有很多讨论[2]。然而正如 N-N 相互作用中一样，往往在计算中采用一个唯象的等效相互作用势。因此，如果能找到一个等效的 N-Δ 相互作用势将有助于研究核内的Δ自由度。本文的目的就是要从单介子交换势（OMEP）的分析中引出 N-Δ 之间的等效势。

如果我们把 N-N 相互作用势作一分析，可以发现不论是单介子交换势，还是带交换性（例如 Rosenfeld 交换性）的等效 Yukawa 势，还是一个简化的 δ 势[3]，在两体矩阵元的各 (S, T) 状态，它们的特性是相似的。即对二个核子体系当 (S, T) 状态是 $(0, 1)$ 和 $(1, 0)$ 时这三种势都是较强的吸引力，(S, T) 是 $(0, 0)$ 和 $(1, 1)$ 时，OMEP 和 Rosenfeld 交换性势是排斥力，而 δ 势的二体矩阵元是零。对一个粒子和一个空穴体系，当 (S, T) 是 $(0, 0)$ 时这三种势都是强的吸引力，其它情况都是排斥力。正是由于这些势在两体各 (S, T) 状态矩阵元的特性基本一致，所以在用这些势计算核物理现象时所得结果大致相同。

对于 N-Δ 相互作用，由于缺乏足够的实验数据还不能把作用势确定下来。一般常用的方法是把 N-N 相互作用的介子理论方法推广到 N-Δ 相互作用中来，并且由层子模型从 N-N 相互作用的耦合常数来定出 N-Δ 的相互作用耦合常数。在参考资料[2]中已作了这些推导。我们分析了 N-Δ 单玻色子交换势在二粒子体系各 (S, T) 状态的特性，结果与 N-N 情况基本相似。一个Δ与一个核子相互作用时 $S=1, T=2$ 和 $S=2, T=1$ 状态是较强的吸引力，$S=1, T=1$ 是弱吸引力，$S=2, T=2$ 状态是排斥力。当一个Δ与一个核子空穴相互作用时 $S=1, T=1$ 的状态是一个较强的吸引力，其它情况是排斥力。我们企图从此引出与 OMEP 有相同性质的等效势，使得在讨论物理问题时更便于计算和分析。我们所用的符号和各符号所表示的意义和参考资料[2]中是一样的，在此就不一一介绍了。

N-Δ 体系等效势一般的形式是：

本文1977年11月30日收到。

$$V_{N\Delta}(r)=V_0[b_0+b_\tau\boldsymbol{\tau}_{NN}\cdot\boldsymbol{\tau}_{\Delta\Delta}+b_\sigma\boldsymbol{\sigma}_{NN}\cdot\boldsymbol{\sigma}_{\Delta\Delta}+b_{\sigma\tau}(\boldsymbol{\tau}_{NN}\cdot\boldsymbol{\tau}_{\Delta\Delta})(\boldsymbol{\sigma}_{NN}\cdot\boldsymbol{\sigma}_{\Delta\Delta})$$
$$+b(\boldsymbol{\tau}_{\Delta N}(1)\cdot\boldsymbol{\tau}^+_{\Delta N}(2))(\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}(1)\cdot\boldsymbol{\sigma}^+_{\Delta N}(2))]\frac{e^{-\rho}}{\rho}\qquad(1)$$

式中 b_0, b_τ, b_σ, $b_{\sigma\tau}$, b 是各交换性的比例系数. 由于 N-Δ 体系的 OMEP 与 N-N 体系的 OMEP 是不一样的. 因此等效势交换性的比例与 N-N 情况应不一样. 现在由比较 N-Δ 体系与 N-N 体系 OMEP 的异同及 N-N 情况等效势的一些性质对上式各参数数值的可能范围作一讨论. 我们知道在 N-N 的 Rosenfeld 交换性 Yukawa 势中, $\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_2$ 和 $(\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_2)(\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{\sigma}_2)$ 前的系数分别是 0.3 和 0.7, 考虑到 N-Δ 相互作用中 $\boldsymbol{\tau}_{NN}\cdot\boldsymbol{\tau}_{\Delta\Delta}$ 项的系数与 N-N 中 $\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_2$ 项的系数一样,而 $(\boldsymbol{\tau}_{NN}\cdot\boldsymbol{\tau}_{\Delta\Delta})(\boldsymbol{\sigma}_{NN}\cdot\boldsymbol{\sigma}_{\Delta\Delta})$ 项的系数却比 N-N 中同类项的系数小 5 倍. 因此将 $(\boldsymbol{\tau}_{NN}\cdot\boldsymbol{\tau}_{\Delta\Delta})(\boldsymbol{\sigma}_{NN}\cdot\boldsymbol{\sigma}_{\Delta\Delta})$ 项前的系数减小 5 倍可能是合理的. 把 b_τ 选为 1,则可把 $b_{\sigma\tau}$ 取为 0.4. 同时我们考虑到 N-Δ 情况与 N-N 情况交换项特点的不同, 在 N-Δ 作用势中必然有 $(\boldsymbol{\tau}_{\Delta N}(1)\cdot\boldsymbol{\tau}^+_{\Delta N}(2))(\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}(1)\cdot\boldsymbol{\sigma}^+_{\Delta N}(2))$ 形式的交换项, 这样才能使N变成Δ或Δ变成 N. 从层子模型[2]推导出这交换项的系数比 $(\boldsymbol{\tau}_{NN}\cdot\boldsymbol{\tau}_{\Delta\Delta})(\boldsymbol{\sigma}_{NN}\cdot\boldsymbol{\sigma}_{\Delta\Delta})$ 项的系数大 14.4 倍, 因此当 $b_{\sigma\tau}$ 取为 0.4 时, 可以把 b 取为 6. 另外 Wigner 项的系数 b_0 是比较小的, b_σ 也不能过大. 若把这组参数选为:

$$b_0=0.2,\quad b_\tau=1,\quad b_\sigma=1,\quad b_{\sigma\tau}=0.4,\quad b=6,$$

并且 V_0 是一个大于零的数 (象 N-N 情况中一样, 它的具体值应由核物理实验来定), 同时,我们把 Yukawa 势中的质量参数取为与 N-N 情况中一样, 这样就得到了一个包含各种交换性的 Yukawa 势了. 由这等效势可以得到当一个Δ与一个核子以及一个Δ与一个核子空穴在各 (S, T) 状态时, 它们的相互作用性质与 OMEP 的性质是完全一样的. 当然这组参数并不是唯一的,只有由更多更精确的实验才能把这组参数完全确定下来.

对于 N-Δ 体系,等效 δ 势的形式可选为

$$\delta=-V_0[\delta(\Omega_1-\Omega_2)+\alpha(\boldsymbol{\tau}_{\Delta N}(1)\cdot\boldsymbol{\tau}^+_{\Delta N}(2))(\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}(1)\cdot\boldsymbol{\sigma}^+_{\Delta N}(2))]\delta(\Omega_1-\Omega_2)\qquad(2)$$

我们注意到在 N-N 作用势中, 直接项和交换项的系数是一样的, 但是在 N-Δ 的 OMEP 势中交换项的系数比 N-N 的 OMEP 中相应项的系数约大三倍. 所以把 α 取为 3 可能是合理的. 下面可看到, 当把 α 取为 3 或比 3 较大一些, 在各 (S, T) 状态时作用势的性质与 OMEP 势的性质是完全一致的. 在下面把 N-Δ 体系的矩阵元给出来,并作一讨论. 以 a^+_{Nl}, $a^+_{\Delta l}$ 分别表示N和Δ轨道角动量为 l 的产生算符, 以 b^+_{Nl} 表示轨道角动量为 l 核子空穴的产生算符. 以 a_{Nl}, $a_{\Delta l}$, b_{Nl} 表示相应的消灭算符.

$$\langle a_{Nl_2}a_{\Delta l_1};\,LST\,|\delta|\,a^+_{\Delta l_3}a^+_{Nl_4};\,LST\rangle=\frac{R}{4\pi}V_0A_{l_1l_2L}A_{l_3l_4L}[-1+\alpha X(S,T)],\qquad(3)$$

$$\langle b_{Nl_2}a_{\Delta l_1};\,LST\,|\delta|\,a^+_{\Delta l_3}b^+_{Nl_4};\,LST\rangle=\frac{R}{4\pi}V_0A_{l_1l_2L}A_{l_3l_4L}\left(1-\frac{16}{9}\alpha\delta_{S,1}\delta_{T,1}\right),\qquad(4)$$

其中

$$A_{l_1l_2L}=\sqrt{\frac{(2l_1+1)(2l_2+1)}{2L+1}}\,C^{L0}_{l_10,l_20},$$

$$X(S, T)=\begin{cases}\frac{1}{9} & \text{对} \quad S=T=1, \\ -\frac{1}{3} & \text{对} \quad S=1, T=2; S=2, T=1, \\ 1 & \text{对} \quad S=T=2,\end{cases}$$

C_{l_10,l_20}^{L0} 是熟知的 C-G 系数，R 为径向常数，V_0 为大于零的参数，象 N-N 体系中一样，它的数值应由核物理实验来确定. 从这些式中可看到当 α 选为 3 时 Δ-N 相互作用和 Δ-核子空穴相互作用矩阵元的性质与 OMEP 情况是相同的. 在 Δ-N 相互作用中，$S=1$、$T=1$ 和 $S=2$、$T=1$ 的状态是吸引力，$S=1$、$T=1$ 状态是较弱的吸引力，$S=2$、$T=2$ 状态是排斥力. 在 Δ-核子空穴相互作用中，$S=1$、$T=1$ 状态是较强的吸引力，其它各 S、T 状态都是较弱的排斥力. 还要指出矩阵元 (3)，(4) 是可分的，具有可分特点的矩阵元在组态混合时具有相干的性质[3]. 这在解释一些物理现象时可能是重要的.

上述等效势是否合理要通过理论与实验相比较来验证. 在这篇文章里我们只是提出了等效势可能的形式及交换性参数数值可能的范围. 还要指出的是从上述等效势出发可以说明在 π-核散射实验中激发 Δ 自由度的共振峰是要向低能端移动的. 这是由于矩阵元可分，在组态混合时可能产生向低能端相干的能级. 例如对于满壳核，它是一个 $a_\Delta^+ b_N^+$ 的体系，当 $S=1$，$T=1$ 时矩阵元 (4) 是较强的吸引力，在组态混合时产生一个能量向低能端移动的相干能级. 所以对于满壳核在 π-核散射实验中发现的比自由 Δ 激发能量较低的共振峰，可能是一个 $a_\Delta^+ b_N^+$ 体系，$S=1$，$T=1$ 的能量向低能端相干的共振峰.

参 考 资 料

[1] A. A. Carter et al., *Nucl. Phys.*, **B26** (1971), 445.
[2] H. Arenhövel, *Nucl. Phys.*, **A247** (1975), 473; 张宗烨、王英才，高能物理与核物理，**1** (1978), 45.
[3] 余友文、张宗烨、于敏，物理学报，**19** (1963), 483.

THE EFFECTIVE INTERACTION BETWEEN THE NUCLEON AND THE ISOBAR

YU YON-WEN   WU WEI-FANG

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)