

# 核子激发态 $\Delta(1232)$ 在核内的平均场

张宗焯 王英才

(中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

我们把核子与  $\Delta$  的相互作用取为单玻色交换力, 耦合常数通过层子模型来确定. 如果假定核子的波函数与不存在  $\Delta$  的情况相同, 则可以近似求到核子激发态  $\Delta$  在核内的平均场. 得到的定性结果是  $\Delta$  的平均场比核子的平均场浅  $\sim 15 \text{ MeV}$ .

## § 1. 引 言

自从 1969 年 Kisslinger 等人<sup>[1]</sup> 以及 1973 年 M. Goldhaber<sup>[2]</sup> 提出氘核内可能存在核子的激发态以来, 研究核内核子激发态效应的问题越来越引起人们的兴趣. 几年来, 在二体、三体问题中, 对于存在核子激发态的影响进行了一系列的分析. 为了进一步联系更多的实验, 有必要在复杂核体系中研究核子激发态存在的效应, 这就需要知道核子激发态在核内所受到的平均场. 此外, 近两年以来, Dillig<sup>[3]</sup> 及 Kisslinger<sup>[4]</sup> 在  $\pi$  核散射过程中又推广研究了核子激发态的门口态问题. 这也需要关于核子激发态在核内的平均场的知识. 因此, 研究核子激发态的平均场将有助于进一步深入探讨核内的核子激发态效应.

我们从平均场的公式出发, 近似地认为核子的波函数不受核子激发态存在的影响. 然后借助于层子模型给出单玻色交换的  $N-\Delta$  相互作用的耦合常数. 这样就可以近似地得到核子激发态在核内的平均场. 在 §3 中, 我们还对几个可能影响结果的因素进行了讨论. 最后, 给出有关核子激发态在核内的平均场的定性知识.

## § 2. 核子激发态 $\Delta(1232)$ 的平均场

### (A) 平均场的公式

我们考虑一个包含  $A$  个粒子的体系, 其中有一个核子激发态  $\Delta(1232)$  及  $(A-1)$  个核子. 它们的平均场严格说来应该满足下列的联立自治方程组:

$$\left\{ \begin{aligned} \langle \Delta | \frac{P^2}{2M_\Delta} + U_\Delta | \Delta' \rangle &= E_\Delta \delta_{\Delta\Delta'} & (1a) \\ \langle \Delta | U_\Delta | \Delta' \rangle &= \sum_{\lambda=1}^{A-1} \{ \langle \Delta\lambda | V_{\Delta N}^{\text{dir}} | \Delta'\lambda \rangle - \langle \Delta\lambda | V_{\Delta N}^{\text{ex}} | \lambda\Delta' \rangle \} & (1b) \\ \langle \alpha | \frac{P^2}{2M} + U' | \beta \rangle &= E_\alpha \delta_{\alpha\beta} & (1c) \\ \langle \alpha | U' | \beta \rangle &= \sum_{\lambda=1}^{A-1} \{ \langle \alpha\lambda | V | \beta\lambda \rangle - \langle \alpha\lambda | V | \lambda\beta \rangle \} \\ &\quad + \langle \alpha\Delta | V_{\Delta N}^{\text{dir}} | \beta\Delta \rangle - \langle \alpha\Delta | V_{\Delta N}^{\text{ex}} | \Delta\beta \rangle. & (1d) \end{aligned} \right.$$

式中  $V_{\Delta N}^{\text{dir}}$  及  $V_{\Delta N}^{\text{ex}}$  是 N- $\Delta$  相互作用的直接项及交换项,  $V$  是 N-N 相互作用. 不仅求解这样一组方程是比较复杂的, 而且在目前对于  $V_{\Delta N}^{\text{dir}}$  及  $V_{\Delta N}^{\text{ex}}$  了解得不够确切的情况下, 严格求解(1)式也是不必要的. 我们由此式出发, 做一些合理的假定, 来讨论  $U_\Delta$  的定性知识. 首先, 我们假定核子的平均场  $U'$  与不存在核子激发态  $\Delta$  时的情况一样, 即

$$\langle \alpha | U' | \beta \rangle \simeq \langle \alpha | U | \beta \rangle = \sum_{\lambda=1}^{A-1} \{ \langle \alpha\lambda | V | \beta\lambda \rangle - \langle \alpha\lambda | V | \lambda\beta \rangle \}. \quad (2)$$

这样就把联立自治方程组(1)式化为两部分. 核子的部分可以独立求解, 并且就是  $A$  个核子系统的结果, 即核子的单粒子波函数与不存在核子激发态  $\Delta$  时一样. 于是

$$\begin{aligned} U_\Delta(\mathbf{r}_1)\varphi_\Delta(\mathbf{r}_1) &= \sum_{\lambda=1}^{A-1} \int \varphi_\lambda^*(\mathbf{r}_2) V_{\Delta N}^{\text{dir}}(\mathbf{r}_{12}) \varphi_\lambda(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_2 \varphi_\Delta(\mathbf{r}_1) \\ &\quad - \sum_{\lambda=1}^{A-1} \int \varphi_\lambda^*(\mathbf{r}_2) V_{\Delta N}^{\text{ex}}(\mathbf{r}_{12}) \varphi_\Delta(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_2 \varphi_\lambda(\mathbf{r}_1). \end{aligned} \quad (3)$$

(3)式中等式右边的第一项相当于 Hartree 场, 第二项相当于 Fock 场. 式中的  $\varphi_\lambda(\mathbf{r}_2)$  是  $A$  个核子系统中的单粒子波函数. 如果我们再对 Fock 场取定域化近似, 即认为(3)式右边第二项中的

$$\sum_{\lambda=1}^{A-1} \varphi_\lambda^*(\mathbf{r}_2) \varphi_\lambda(\mathbf{r}_1)$$

可以近似地当做一个  $\delta$  函数, 那么第二项就可以表示成  $-U_\Delta^F(\mathbf{r}_1)\varphi_\Delta(\mathbf{r}_1)$  的形式, 所以只要知道  $V_{\Delta N}^{\text{dir}}$  及  $V_{\Delta N}^{\text{ex}}$ , 就可以求得核子激发态  $\Delta$  的平均场  $U_\Delta(\mathbf{r})$ . [在 §3(C) 中我们将讨论考虑核子激发态  $\varphi_\Delta$  的变化对  $U_\Delta(\mathbf{r})$  的影响.]

### (B) N- $\Delta$ 相互作用

关于 N- $\Delta$  相互作用, 我们取的是单玻色交换势 (OBEP). 与核子-核子 (N-N) 相互作用一样, 我们认为主要交换  $\pi$ 、 $\eta$ 、 $\sigma_0$ 、 $\sigma_1$ 、 $\rho$  和  $\omega$  介子. 由于核子激发态  $\Delta$  的自旋和同位旋都是  $3/2$ , 所以对于  $V_{\Delta N}^{\text{dir}}$  项 [见图 1(a)] 这几种介子都可以交换, 而对于  $V_{\Delta N}^{\text{ex}}$  项 [见图 1(b)], 只能交换  $T=1$  的介子  $\pi$ 、 $\sigma_1$  及  $\rho$ .  $V_{\Delta N}^{\text{dir}}$  由  $\Delta$ - $\Delta$  顶角及 N-N 顶角构成.  $V_{\Delta N}^{\text{ex}}$  由两个  $\Delta$ -N 顶角构成. 关于它们的顶角函数以及耦合常数都列在表 1 中.

表 1 中所给出的 N-N 相互作用的耦合常数  $g_{NN}$  及  $f_{NN}$  是从符合二体散射的实验数据定出的<sup>[5]</sup>. 耦合常数之间的关系可以由层子模型给出 (定的方法可参考 [6]). 有的耦

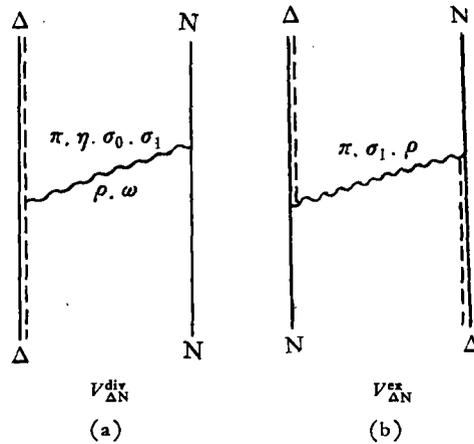


图 1 N- $\Delta$  相互作用

合常数列出了两组值，括号内的是由其它近似方法定出的。例如对于  $\pi$  介子就是由核子激发态的衰变实验定出的。表中的一些符号在此说明一下<sup>[7]</sup>：

$\sigma_{\Delta N}$  是自旋从  $\frac{1}{2}$  到  $\frac{3}{2}$  的算符，同样， $\tau_{\Delta N}$  是同位旋从  $\frac{1}{2}$  到  $\frac{3}{2}$  的算符，它们的约化矩阵元为：

$$\left\langle \frac{3}{2} \left\| \sigma_{\Delta N} \right\| \frac{1}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{3}{2} \left\| \tau_{\Delta N} \right\| \frac{1}{2} \right\rangle = 2. \quad (4)$$

$\sigma_{\Delta\Delta}$  及  $\tau_{\Delta\Delta}$  分别是自旋为  $\frac{3}{2}$  及同位旋为  $\frac{3}{2}$  的算符， $\sigma_{\Delta\Delta}$  与  $\sigma_{\Delta N}$  之间有下列关系：

$$\frac{1}{3} \sigma_{\Delta\Delta} = \sigma_{\Delta N} \cdot (\sigma) \sigma_{\Delta N}^+, \quad (5)$$

式中的点积符号系指  $\sigma_{\Delta N}$  与  $\sigma_{\Delta N}^+$  点积。

由于  $\sigma_1$  介子的 N- $\Delta$  顶角只有高次项，因此可以略去。

利用二次微扰的公式，由 N-N 顶角函数及  $\Delta$ - $\Delta$  顶角函数就可以得出相互作用  $V_{\Delta N}^{d\pi}$ 。同样，由两个 N- $\Delta$  顶角函数就可以得出  $V_{\Delta N}^{\pi\sigma}$ 。

### (C) 核子的波函数

为了简单，我们以  $^{16}\text{O}$  为例，来讨论核子激发态  $\Delta$  的平均场，并与核子的平均场进行比较。对于  $^{16}\text{O}$  这类比较轻的原子核，(3) 式中的核子波函数  $\varphi_i(\mathbf{r})$  可以近似地取为考虑了短程关联效应的谐振子波函数。在这里，我们取参数  $\alpha = \sqrt{\frac{M\omega}{\hbar}} = 0.6$ ，相当于  $\hbar\omega = 15 \text{ MeV}$ 。短程关联用 Jastrow 关联函数来描述，即 A 个核子系统的波函数表示为：

$$|\Phi\rangle = \prod_{i < j} g(r_{ij}) |\Phi_0\rangle, \quad (6)$$

其中  $|\Phi_0\rangle$  是 A 个核子系统的单粒子波函数。

$$g(r_{ij}) = \begin{cases} 0, & \text{当 } r_{ij} < r_c \quad (r_c = 0.6 \text{ fm}) \\ 1 - j_0(q_c r_{ij}), & \text{当 } r_{ij} \geq r_c \quad (q_c = 300 \text{ MeV}/c) \end{cases} \quad (7a)$$

$j_0$  是球贝塞函数。选用关联函数 (7) 式，利用 [8] 中给出的方法，可以得到包括关联效应

在内的单粒子波函数,即把原来的谐振子  $nl$  波函数变为  $nl$  与  $(n+1)l$  等态混合的波函数. 在  $^{16}\text{O}$  的情况下,  $1S$  态中混入  $2S$  态 ( $1P$  态中混入  $2P$  态) 的比例约为 8—10%. 在具体计算中,我们取的是 8%.

为了检验这样选取的核子波函数是否合理,我们用它计算了核子的平均场. N-N 相互作用取的是单玻色交换位,交换  $\pi$ 、 $\eta$ 、 $\sigma_0$ 、 $\sigma_1$ 、 $\rho$ 、 $\omega$  介子. 它们的耦合常数为符合二体散射的结果(见表 1 的第 2 列). 得到的核子平均场  $U_N(r)$  见图 2.

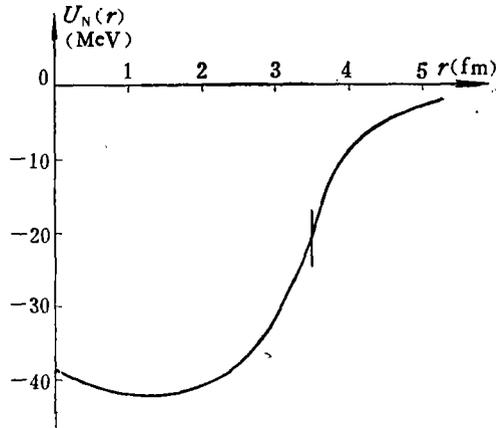


图2 核子的平均场

从图 2 我们可以看到,  $U_N(r)$  的深度约为  $-42\text{ MeV}$ , 半宽度约为  $3.4\text{ fm}$ , 比  $^{16}\text{O}$  的核半径  $3.0\text{ fm}$  稍大一些, 由此给出的核子平均场结果在定性上是合理的.

#### (D) $U_\Delta$ 的定性结果

把 § 2 (B) 中给出的  $V_{\Delta N}^{\text{dir}}$  及  $V_{\Delta N}^{\text{ex}}$  代入 (3) 式, 并把其中的核子波函数取为 § 2 (C) 中的结果, 很容易就可以得到核子激发态  $\Delta$  在核内的平均场. 图 3 曲线给出了耦合常数选用由层子模型定出的结果. 从这里可以看到,  $U_\Delta^{(0)}$  比  $U_N$  要浅约  $25\text{ MeV}$ , 并且宽度也窄了,  $U_\Delta^{(0)}$  的半宽度约为  $2.5\text{ fm}$ . 这个结果表明, 核子激发态  $\Delta$  被束缚在原子核内的几率是比较小的.

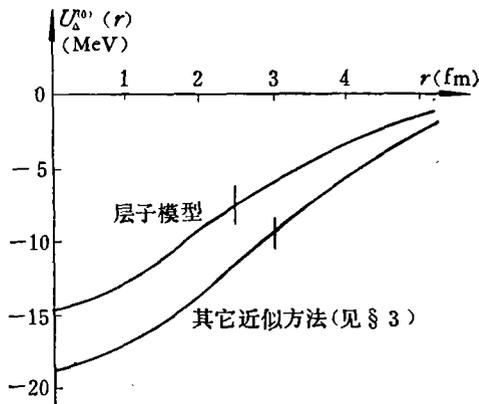


图3 核子激发态  $\Delta$  的平均场  $U_\Delta^{(0)}(r)$   
(未包括几种因素的修正)

### § 3. 讨 论

§ 2 中给出的是利用层子模型直接推广的结果。这里还需考虑一些因素的影响, 现在分别讨论如下:

#### (A) 耦合常数

由于从层子模型给出的  $N\Delta\pi$  顶角耦合常数约比实验值小 1.5 倍, 因此人们认为从层子模型定出的耦合常数可能偏小一些。除了  $N\Delta\pi$  顶角可以直接取实验值以外, 又用其它近似方法对一些其它顶角 ( $\Delta\Delta\pi$ ,  $N\Delta\rho$ ,  $\Delta\Delta\rho$  等) 的耦合常数进行了估计<sup>[9]</sup>。得出的这组耦合常数给在表 1 的括号中。如果选取这组耦合常数, 那么,  $U_{\Delta}^{(0)}(r)$  将比层子模型的结果深一些, 但仍比  $U_N(r)$  约浅 20 MeV, 宽度也稍加大一些, 半宽度约为 3.0 fm (见图 3 曲线)。

#### (B) 能量分母的影响

在 §2(B) 中, 由二次微扰导出  $V_{\Delta N}^{\text{dir}}$  及  $V_{\Delta N}^{\text{ex}}$  时, 除了两个顶角函数以外, 还有一个能量传播分母。对于  $V_{NN}$  及  $V_{\Delta N}^{\text{dir}}$ , 能量传播分母为:

$$-\frac{1}{\omega_q^2} = -\frac{1}{m^2 + \mathbf{q}^2}, \quad (8)$$

其中  $m$  是介子质量,  $\mathbf{q}$  是转移动量。在这种情况下, 将给出熟知的 Yukawa 势。但是, 对于  $V_{\Delta N}^{\text{ex}}$ , 它的能量传播分母则为:

$$\frac{1}{(M - M_{\Delta})^2 - \omega_q^2} = \frac{-1}{m^2 + \mathbf{q}^2 - (M - M_{\Delta})^2}, \quad (9)$$

$M - M_{\Delta}$  约为 300 MeV, 因此对于质量小的介子(如  $\pi$  介子)有较大的影响。如果还考虑到核子激发态  $\Delta$  有一定的宽度, 这时它将给出振荡势与 Yukawa 势的乘积(参阅<sup>[7]</sup>)。

我们分析了它对  $U_{\Delta}(\mathbf{r})$  的影响。在  $V_{\Delta N}^{\text{ex}}$  中, 只交换  $\pi$  介子及  $\rho$  介子。对于  $\pi$  介子, 能量分母的影响较大, 但由于  $\pi$  介子对  $U_{\Delta}(\mathbf{r})$  的贡献很小, 因此能量分母的变化对  $U_{\Delta}(\mathbf{r})$  的影响并不大。对于  $\rho$  介子,  $m_{\rho} = 765$  MeV, 能量分母的影响较小。计算结果表明, 能量分母对  $U_{\Delta}(\mathbf{r})$  的深度基本上没有影响, 只是使它的宽度稍稍加宽了一些(见图 4)。

#### (C) 核子激发态的波函数

在 § 2 中, 我们做的处理是把 (3) 式中的 Fock 场取了定域化近似。现在, 我们再来看看如果近似地把  $U_{\Delta}^{(0)}(\mathbf{r})$  看成为谐振子阱, 把  $\varphi_{\Delta}(\mathbf{r})$  取做它的单粒子波函数, 代入 (3) 式中, 对  $U_{\Delta}(\mathbf{r})$  将有什么变化。计算结果表明, 对于  $\alpha_{\Delta} = \sqrt{\frac{M_{\Delta}\omega_{\Delta}}{\hbar}}$  的变化影响很小, 几乎没有引起什么改变。

#### (D) 顶角形状因子

在前面所述的计算中, 都把相互作用的顶角当做点作用来处理。实际上, 由于粒子不是点, 而是有结构的, 因此应该考虑顶角的形状因子。一般认为形状因子的形式为<sup>[10]</sup>:

$$F(\mathbf{q}^2) = \frac{\Lambda^2}{\mathbf{q}^2 + \Lambda^2} \quad (\Lambda \text{ 是形状因子参数}), \quad (10)$$

这就相当于对 Yukawa 势做了一点修正, 即把  $e^{-m}/r$  变成  $(e^{-m}/r - e^{-\Lambda}/r)$ 。对于核子

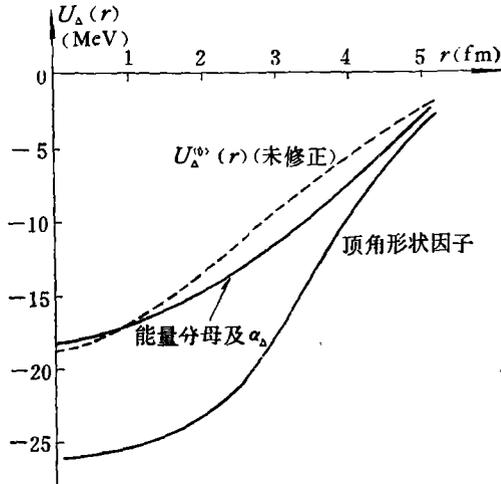


图4 核子激发态 $\Delta$ 的平均场  $U_{\Delta}(r)$   
(包括几种因素的修正)

核子相互作用,  $\Lambda$  约为 2500 MeV<sup>[11]</sup>, 影响较小. 但是, 对于 N- $\Delta$  相互作用,  $\Lambda$  约为 1100 MeV—1300 MeV<sup>[11]</sup>, 对于短程介子, 将会产生一定的影响.

我们取  $\Lambda = 1200$  MeV, 进行了计算. 结果是把  $U_{\Delta}(r)$  加深了 5—6 MeV, 并且使阱底变得比较平. (见图 4)

#### § 4. 小 结

通过 §3 中的讨论, 我们得到了考虑几个因素影响以后所给出的  $U_{\Delta}(r)$ . 这个结果如图 4 所示. 从这里可以看出,  $U_{\Delta}(r)$  大约比  $U_N(r)$  浅 15—20 MeV, 它的宽度则与  $U_N(r)$  差不多. 在这些因素中, 影响比较大的是耦合常数和顶角的形状因子. 在现有关于耦合常数及顶角形状因子参数的知识范围内, 我们讨论了  $U_{\Delta}(r)$  的定性结果. 显然, 这个结果还是初步的, 但是在这个基础上, 我们可以进一步来研究核子激发态在核内的效应, 进一步探讨 N- $\Delta$  相互作用的特性.

最后, 我们向黄涛同志表示感谢, 在工作中, 他给了我们很多有益的讨论和帮助.

#### 参 考 资 料

- [1] A. K. Kerman and L. S. Kisslinger, *Phys. Rev.*, **180** (1969), 1483.
- [2] M. Goldhaber, *Proc. Intern. Conf. on Nucl. Phys. Munich*, (1973).
- [3] M. Dillig and M. G. Huber, "Mesonic Effects in Nuclear Structure", (1974).
- [4] L. S. Kisslinger and W. L. Wang, *Ann. of Phys.*, **99** (1976), 374.
- [5] R. Bryan and B. L. Scott, *Phys. Rev.*, **177** (1969), 1435.
- [6] B. T. Feld, "Models of Elementary Particles", (1969).
- [7] H. Arenhövel, *Nucl. Phys.*, **A247** (1975), 473.
- [8] V. Gillet, *Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, 5th, Uppsala*, (1973).
- [9] M. Dillig, *Phys. Rev.*, **D13** (1976), 179.

- [10] T. Ueda and A. E. S. Green, *Phys. Rev.*, **174** (1968), 1304.  
[11] M. Gari, H. Hyuga and B. Sommer, *Phys. Rev.*, **C14** (1976), 2196.  
K. Erkelenz, *Phys. Reports*, **13C** (1974), 191.

## THE AVERAGE FIELD OF THE ISOBAR $\Delta(1232)$ IN NUCLEI

Zhang Zong-ye                      Wang Ying-cai  
(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

### ABSTRACT

The one boson exchange nuclear force is applied to the discussion of the nucleon- $\Delta$  interaction. The coupling constant is determined by the straton model. Assuming that the wave function is unaltered by the presence of  $\Delta$ , we are able to obtain the average field of the isobar in the nuclei approximately. The qualitative feature obtained is that the average field of  $\Delta$  is shallower than that of nucleon by an amount of  $\sim 15$  MeV.

表1 顶角函数及耦合常数

介子 ( $m$ )	N-N 顶角函数 $f_{NN}$	$\Delta$ - $\Delta$ 顶角函数 $f_{\Delta\Delta}$	N- $\Delta$ 顶角函数	耦合常数之间的关系
$\pi$ (138 MeV)	$-\sqrt{4\pi} \frac{f_{NN\pi}}{m_\pi} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla) (\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\varphi}_\pi)$ $f_{NN\pi} = 0.0678$	$-\sqrt{4\pi} \frac{f_{\Delta\Delta\pi}}{m_\pi} (\boldsymbol{\sigma}_{\Delta\Delta} \cdot \nabla) (\boldsymbol{\tau}_{\Delta\Delta} \cdot \boldsymbol{\varphi}_\pi)$ $f_{\Delta\Delta\pi}^2 = 0.00271$ (0.0041)	$-\sqrt{4\pi} \frac{f_{\Delta N\pi}}{m_\pi} (\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N} \cdot \nabla) (\boldsymbol{\tau}_{\Delta N} \cdot \boldsymbol{\varphi}_\pi)$ $f_{\Delta N\pi}^2 = 0.195$ (0.293)	$f_{\Delta N\pi} = \frac{6}{5} \sqrt{2} f_{NN\pi}$ $f_{\Delta\Delta\pi} = \frac{1}{5} f_{NN\pi}$
$\eta$ (549 MeV)	$-\sqrt{4\pi} \frac{f_{NN\eta}}{m_\eta} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla)$ $f_{NN\eta} = 0.222$	$-\sqrt{4\pi} \frac{f_{\Delta\Delta\eta}}{m_\eta} (\boldsymbol{\sigma}_{\Delta\Delta} \cdot \nabla)$ $f_{\Delta\Delta\eta}^2 = 0.222$		$f_{\Delta\Delta\eta} = f_{NN\eta}$
$\sigma_0$ (550 MeV)	$\sqrt{4\pi} g_{NN\sigma_0}$ $g_{NN\sigma_0}^2 = 8.19$	$\sqrt{4\pi} g_{\Delta\Delta\sigma_0}$ $g_{\Delta\Delta\sigma_0}^2 = 8.19$		$g_{\Delta\Delta\sigma_0} = g_{NN\sigma_0}$
$\sigma_1$ (600 MeV)	$\sqrt{4\pi} g_{NN\sigma_1} (\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\varphi}_{\sigma_1})$ $g_{NN\sigma_1}^2 = 1.65$	$\sqrt{4\pi} g_{\Delta\Delta\sigma_1} (\boldsymbol{\tau}_{\Delta\Delta} \cdot \boldsymbol{\varphi}_{\sigma_1})$ $g_{\Delta\Delta\sigma_1}^2 = 1.65$		$g_{\Delta\Delta\sigma_1} = g_{NN\sigma_1}$ $g_{\Delta N\sigma_1} = 0$
$\rho$ (765 MeV)	$\sqrt{4\pi} i g_{NN\rho} (\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\varphi}_\rho) \rho_4$ $-\sqrt{4\pi} \frac{f_{NN\rho}}{m_\rho} (\boldsymbol{\sigma} \times \nabla) (\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\varphi}_\rho) \cdot \boldsymbol{\rho}$ $g_{NN\rho}^2 = 3.48, f_{NN\rho}^2 = 4.27$	$\sqrt{4\pi} i g_{\Delta\Delta\rho} (\boldsymbol{\tau}_{\Delta\Delta} \cdot \boldsymbol{\varphi}_\rho) \rho_4$ $-\sqrt{4\pi} \frac{f_{\Delta\Delta\rho}}{m_\rho} (\boldsymbol{\sigma}_{\Delta\Delta} \times \nabla) (\boldsymbol{\tau}_{\Delta\Delta} \cdot \boldsymbol{\varphi}_\rho) \cdot \boldsymbol{\rho}$ $g_{\Delta\Delta\rho}^2 = 3.48, f_{\Delta\Delta\rho}^2 = 0.171$ (0.237)	$-\sqrt{4\pi} \frac{f_{\Delta N\rho}}{m_\rho} (\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N} \times \nabla) (\boldsymbol{\tau}_{\Delta N} \cdot \boldsymbol{\varphi}_\rho) \cdot \boldsymbol{\rho}$ $f_{\Delta N\rho}^2 = 12.3$ (18.45)	$g_{\Delta\Delta\rho} = g_{NN\rho}$ $f_{\Delta\Delta\rho} = \frac{1}{5} f_{NN\rho}$ $f_{\Delta N\rho} = \frac{6}{5} \sqrt{2} f_{NN\rho}$
$\omega$ (783 MeV)	$\sqrt{4\pi} i g_{NN\omega} \omega_4$ $-\sqrt{4\pi} \frac{f_{NN\omega}}{m_\omega} (\boldsymbol{\sigma} \times \nabla) \cdot \boldsymbol{\omega}$ $g_{NN\omega}^2 = 17.26, f_{NN\omega}^2 = 3.0$	$\sqrt{4\pi} i g_{\Delta\Delta\omega} \omega_4$ $-\sqrt{4\pi} \frac{f_{\Delta\Delta\omega}}{m_\omega} (\boldsymbol{\sigma}_{\Delta\Delta} \times \nabla) \cdot \boldsymbol{\omega}$ $g_{\Delta\Delta\omega}^2 = 17.26, f_{\Delta\Delta\omega}^2 = 3.0$		$g_{\Delta\Delta\omega} = g_{NN\omega}$ $f_{\Delta\Delta\omega} = f_{NN\omega}$