

# 科学技术简报和经验交流

## 重子质谱的分裂\*

刘 振 鹏

### 提 要

利用 Stückelberg 所提出的混合相互作用场的假设, 计算了重子的第一级近似的有限自能, 得到重子质量间的 Gell-Mann 公式, 和 Salam 哈密顿密度表达式中各耦合系数间的关系.

### 一、引 言

重子守恒定律和重子间强相互作用所满足的同位旋守恒定律, 以及诸如自旋等其他特性的相似, 使人们提出了这样的想法: 即与质子和中子间的差别相类似, 它们也是同一基本粒子的不同状态. 前者的质量差别是由于“本征”电磁场或虚光子云所引起的, 而后者则是由“本征”介子场或虚介子云所引起的. 由电磁相互作用的规范不变性而得到的电荷守恒及电磁相互作用耦合系数的普适性, 使人们有理由约化由 Salam 所提出的汤川型强相互作用哈密顿密度表达式中所出现的八个耦合系数. 最简单的假设当然是所有八个耦合系数都相同, 这在形式上得到了和电磁相互作用耦合系数的普适性间的类似, 但是这种假设是与实验相矛盾的. 实验指出, 与  $\pi$  介子有关的耦合系数一般要大于与  $K$  介子有关的耦合系数. 因而进一步的假设是所有与  $\pi$  介子有关的耦合系数及与  $K$  介子有关的耦合系数分别相同, 这样就将八个耦合系数约化为两个. 这种模型即所谓综合对称模型. 另外更为复杂的模型有 Gell-Mann 所提出的球对称模型和 Schwinger 所提出的基本对称模型. 前者假定所有与  $\pi$  介子有关的耦合系数相同, 而与  $K$  介子有关的耦合系数则是不同的. 后者则恰恰相反. 由于现今高能实验资料的缺乏和不够精确, 以致尚不能判断哪一种模型是正确的.

显然, 综合对称模型不能认为重子是同一种基本粒子的不同状态, 因为否则就不能解释重子质谱的分裂. 球对称模型和基本对称模型则认为重子多重体质谱的分裂是由于重子与  $K$  介子及重子与  $\pi$  介子相互作用的不对称性所引起的, 这两种模型可将耦合系数约化为五个. 另外, 由重子多重体在同位旋空间中的对称性而引出的四维同位旋空间理论也给出了相当好的约化耦合系数的方法.

本文试图从计算有限自能来得到各耦合系数间的关系. 为此, 我们利用了 Stückelberg<sup>[1]</sup> 为了计算电子有限自能所提出的假设. 如果认为重子质谱的分裂只是由  $\pi$  介子和

\* 1962年2月8日收到.

K 介子场所引起的，则 Stürckelberg 所赋予电子的“内聚介子场”，显然在此就应该是 K 介子场。特别是注意到 K 介子场相对宇称的不确定性<sup>[2]</sup>，我们可以假设 K 介子场为标场。由于现有与强相互作用耦合系数有关的实验数据本身的粗糙性，以及微扰论在强作用中的定性特征，以致使得计算高级自能修正成为无意义。这里只计算了第一级有限自能，得到重子的内禀质量为 1510  $m_e$ 。

## 二、计算和结果讨论

按照我们的假定，Salam 的哈密顿密度可写为

$$H = G_1 \bar{\psi}_N \gamma_5 \tau \psi_N \varphi_\pi + G_2 (\bar{\psi}_\Lambda \gamma_5 \psi_\Sigma \varphi_\pi + \text{h.c.}) + \\ + i G_3 \bar{\psi}_\Sigma \gamma_5 \vartheta \psi_\Sigma \varphi_\pi + G_4 \bar{\psi}_\Sigma \gamma_5 \tau \psi_\Sigma \varphi_\pi + \\ + G_5 (\bar{\psi}_N \psi_\Lambda \varphi_K + \text{h.c.}) + G_6 (\bar{\psi}_N \tau \varphi_K \psi_\Sigma + \text{h.c.}) + \\ + G_7 (\bar{\psi}_\Sigma \tau_2 \varphi_K^* \psi_\Lambda + \text{h.c.}) + G_8 (\bar{\psi}_\Sigma \tau \tau_2 \varphi_K^* \psi_\Sigma + \text{h.c.}).$$

其中 h. c. 表示厄米共轭； $\tau$  为核子同位旋算符，其形式与 Pauli 矩阵相同； $\vartheta$  是介子同位旋算符，形式为

$$\vartheta_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \vartheta_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \vartheta_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix};$$

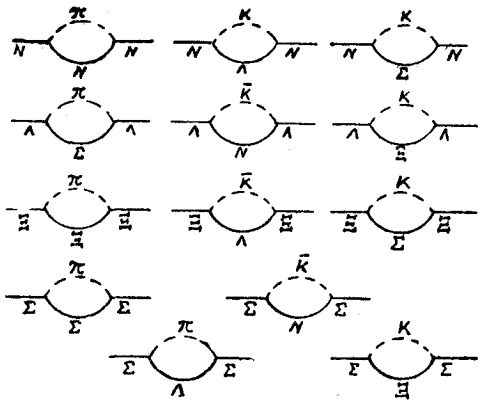


图 1

$\psi_N$  及  $\varphi_K$  分别为核子及 K 介子场量算符，是同位极旋量； $\psi_\Lambda$  表示  $\Lambda$  超子场量算符是同位标量； $\psi_\Sigma$  及  $\varphi_\pi$  分别表示  $\Sigma$  超子及  $\pi$  介子场量算符是同位赝矢量； $\psi_\Sigma$  为  $\Sigma$  超子场量算符是同位赝旋量；而  $\varphi_K^*$  表示 K 介子场量的复共厄算符；此处  $\gamma_5$  是反厄米的。

对应于第一级自能的费曼图如图 1 所示。图中各符号的意义与上述者相同， $\bar{K}$  表示反 K 介子。

若令各重子多重体的内禀质量相同，则对应的 S 矩阵元可写为

$$\left. \begin{aligned} M_N &= 3g_1^2 M_\pi + (3g_6^2 + g_5^2) M_K, \\ M_\Lambda &= 3g_2^2 M_\pi + (2g_5^2 + 2g_7^2) M_K, \\ M_\Sigma &= 3g_1^2 M_\pi + (g_7^2 + 3g_8^2) M_K, \\ M_\Sigma &= (g_2^2 + 2g_3^2) M_\pi + (2g_6^2 + 2g_8^2) M_K; \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中

$$M_\pi = \frac{1}{2\pi^2} \delta^4(\mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2) \frac{m}{E(p_1)} \int d^4k \bar{w}^s(\mathbf{P}_2) \gamma_5 \frac{\hat{p}_2 - \hat{k} + m}{(\mathbf{P} - \mathbf{k})^2 + m^2} \gamma_5 \cdot \frac{1}{k^2 - \mu_\pi^2} w^s(\mathbf{P}_1), \\ M_K = \frac{1}{2\pi^2} \delta^4(\mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2) \frac{m}{E(p_1)} \int d^4k \bar{w}^s(\mathbf{P}_2) \frac{\hat{p}_2 - \hat{k} + m}{(\mathbf{P} - \mathbf{k})^2 + m^2} \frac{1}{k^2 - \mu_K^2} w^s(\mathbf{P}_1), \\ g_i^2 = \frac{G_i^2}{4\pi\hbar c}.$$

利用费曼的标准方法<sup>[3]</sup>, 经过一些计算后, 可得质量修正之最终结果为

$$\left. \begin{aligned} \delta m_N &= 3g_1^2 \delta m_\pi + (3g_6^2 + g_3^2) \delta m_K, \\ \delta m_\Lambda &= 3g_2^2 \delta m_\pi + (2g_5^2 + 2g_7^2) \delta m_K, \\ \delta m_\Sigma &= (g_2^2 + 2g_3^2) \delta m_\pi + (2g_6^2 + 2g_8^2) \delta m_K, \\ \delta m_\Xi &= 3g_4^2 \delta m_\pi + (g_7^2 + 3g_8^2) \delta m_K; \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

其中

$$\delta m_\pi = \frac{m}{8\pi} \left\{ \ln \frac{\Lambda^2}{m^2} - \frac{1}{2} + \frac{\mu_\pi^2}{m^2} + \left( \frac{\mu_\pi}{m} \right)^2 \left( 1 - \frac{\mu_\pi^2}{2m^2} \right) \ln \frac{\mu_\pi^2}{m^2} - \left( \frac{\mu_\pi}{m} \right)^3 \sqrt{1 - \left( \frac{\mu_\pi}{2m} \right)^2} \left( \operatorname{tg}^{-1} \frac{2m^2 - \mu_\pi^2}{\mu_\pi \sqrt{4m^2 - \mu_\pi^2}} + \sin^{-1} \frac{\mu_\pi}{2m} \right) \right\} + \Delta_1, \quad (3)$$

$$\delta m_K = -\frac{m}{8\pi} \left\{ 3 \ln \frac{\Lambda^2}{m^2} + \frac{9}{2} - \frac{\mu_K^2}{m^2} \left( 3 - \frac{\mu_K^2}{2m^2} \right) \ln \frac{\mu_K^2}{m^2} - \frac{\mu_K^2}{m^2} - \frac{\mu_K}{m} \sqrt{1 - \left( \frac{\mu_K}{2m} \right)^2} \left( \operatorname{tg}^{-1} \frac{2m - \mu_K^2}{\mu_K \sqrt{4m^2 - \mu_K^2}} + \sin^{-1} \frac{\mu_K}{2m} \right) \right\} + \Delta_2, \quad (4)$$

其中  $\Lambda$  为费曼截断因子

$$\Delta_1 = \int_0^1 dz (1-z) \ln \left[ \frac{m^2(1-z)^2 + (\mu_\pi^2 + \Lambda^2)z}{\Lambda^2 z} \right],$$

$$\Delta_2 = \int_0^1 dz (1+z) \ln \left[ \frac{m^2(1-z)^2 + (\mu_K^2 + \Lambda^2)z}{\Lambda^2 z} \right],$$

显然当  $\Lambda \rightarrow \infty$  时,  $\Delta_1$  及  $\Delta_2 \rightarrow 0$ .

因此当  $\Lambda \rightarrow \infty$  时, 为了有限的质量修正, 各耦合常数必须满足下列关系:

$$\left. \begin{aligned} g_1^2 &= 3g_6^2 + g_3^2, \\ g_2^2 &= 2g_5^2 + 2g_7^2, \\ g_2^2 + 2g_3^2 &= 3(2g_6^2 + 2g_8^2), \\ g_4^2 &= g_7^2 + 3g_8^2, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

则由(2)和(5)可得

$$2(m_N + m_\Xi) = 3m_\Sigma + m_\Lambda. \quad (6)$$

其中  $m_N, m_\Xi, m_\Sigma, m_\Lambda$  分别为核子、 $\Xi$  超子、 $\Sigma$  超子及  $\Lambda$  超子的质量, 与 Gell-Mann 的球对称模型所得结果相同<sup>[4]</sup>. 将实验所测得之质量数值代入, 则左边为  $8845 m_e$ , 右边为  $9172 m_e$ , 其差小于平均值的 4%, 因而可归结为高级修正的贡献.

若取  $N$ - $P$  散射耦合常数  $g^2 \sim 15$ , 则得核子质量修正为

$$\delta m_N = 15Y,$$

其中

$$Y = \frac{m}{16\pi} \left\{ -6 + \frac{\mu_K^2}{m^2} \left( 3 - \frac{\mu_K^2}{2m^2} \right) \ln \frac{\mu_K^2}{m^2} + \frac{3\mu_\pi^2}{m^2} \left( 1 - \frac{\mu_\pi^2}{2m^2} \right) \cdot \ln \frac{\mu_\pi^2}{m^2} + \frac{3\mu_\pi^2}{m^2} + \frac{\mu_K^2}{m^2} + \frac{\mu_K}{m} \sqrt{1 - \left( \frac{\mu_K}{2m} \right)^2} \left( 8 - \frac{\mu_K^2}{m^2} \right) \cdot \left( \operatorname{tg}^{-1} \frac{2m^2 - \mu_K^2}{\mu_K \sqrt{4m^2 - \mu_K^2}} + \sin^{-1} \frac{\mu_K}{2m} \right) - 3 \left( \frac{\mu_\pi}{m} \right)^3 \sqrt{1 - \left( \frac{\mu_\pi}{2m} \right)^2} \right\}.$$

$$\cdot \left( \operatorname{tg}^{-1} \frac{2m^2 - \mu_\pi^2}{\mu_\pi \sqrt{4m^2 - \mu_\pi^2}} + \sin^{-1} \frac{\mu_\pi}{2m} \right) \}.$$

图 2 表函数

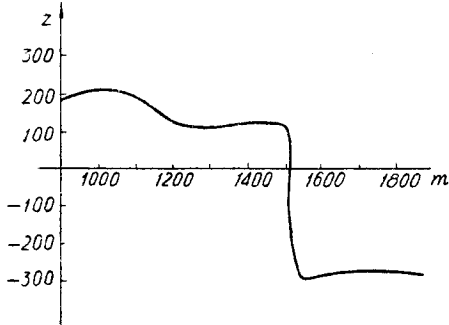


图 2

$$Z = 15Y - \delta m_N$$

在  $900 m_e \leq m \leq 1900 m_e$  之图形。由数字计算表明, 在  $m < 900 m_e$  时, 没有与横轴的交点。于是在物理区域内, 仅有一根存在于  $m \sim 1510 m_e$  处, 这说明理论本身是自容的。

将  $m$  的值代入(2), 并令  $g_3^2 \sim 2$ , 则得各耦合常数的值为:  $g_6^2 \sim 2$ ,  $g_7^2 \sim g_8^2 \sim 6$ , 而  $g_2^2 \sim g^2 \sim 15$ ,  $g_3^2 \sim 20$ ,  $g_4^2 \sim 24$ 。由此可见, 与  $\pi$  介子有关的耦合常数一般要大于与  $K$  介子有关的耦合常数。

数。

另外, 将(5)与四维同位旋空间理论<sup>[5]</sup>相比较, 可看出其具有与该理论相同的对称性, 只要令  $g_3^2 = g_7^2$ ,  $g_6^2 = g_8^2$ , 自然有  $g_1^2 = g_4^2$ , 这样可以得到另外一组耦合常数的值。不过现在必须假定核子与  $\Sigma$  超子具有不同的内禀质量, 以致现有的条件不足以确定它们。

### 参 考 文 献

- [1] Stückelberg: Nature; **144** (1939), 118.
- [2] 例如 Roman: Theory of Elementary Particles, p. 318.
- [3] Enatsu, H. (1951), Prog. Theor. Phys., **6** (1951), 643.
- [4] Gell-Mann, M., Phys. Rev., **106** (1957), 1296.
- [5] Salam, A., and Polkinghorne, J. C., Nuovo. Cim., **2** (1955), 865.