

层子模型中的不具有 SU_6 对称的波函数及其应用

李炳安 阮同泽

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文在层子模型^[1]的基础上,用[2]中给出的基态介子、重子波函数的一般形式,在一些假定下,构造了不具有 SU_6 对称性的介子、重子波函数;用这些波函数去解释介子、重子的电磁、弱作用性质,得到许多与实验相符合的结果。这种不具有 SU_6 对称性的 $\frac{1}{2}^+$ 重子波函数可以给出质子的反常磁矩,而不需要在层子的等效电磁作用哈密顿量中引入层子反常磁矩项,也可以较好地解释中子的磁矩。

一、引 言

1966年北京基本粒子理论组提出的强子结构的相对论性模型——层子模型^[1]给出了统一描述强子过程的物理图象,为进一步探索强子结构提供了一个强有力的理论基础。它在解释介子、基态重子的电磁过程和弱作用过程时取得了许多成功。在这一模型中,认为自由层子的质量很大,存在超强相互作用,在束缚态内,层子速度很低 ($\frac{v}{c} \ll 1$)。在这一条件下,超强相互作用具有近似的 SU_6 不变性。因而束缚态的波函数,在质心系中也具有近似的 SU_6 对称性。在讨论具体过程时,采用了如下的层子电磁相互作用等效哈密顿量:

$$\mathcal{H}_i(x) = -ic\bar{\psi}(x)Q \left\{ \hat{A}(x) + \frac{i\kappa}{4m_p} \sigma_{\mu\nu} F_{\mu\nu}(x) \right\} \psi(x). \quad (1.1)$$

式中 $\psi(x)$ 、 $\bar{\psi}(x)$ 是层子场量, κ 是层子的反常磁矩。

文献[2]中指出,由于层子质量很大,由层子组成的介子、重子束缚态是一种强耦合束缚态,一般说来,其波函数并不满足 Bargmann-Wigner 条件;从而给出了在质心系中具有 SU_6 对称性的波函数的一般形式。曾利用这种波函数讨论了一些电磁过程和弱作用过程^[3],解释了[1]中一些与实验不一致的问题。

按照层子模型^[1]的计算方法,用 SU_6 对称的重子波函数时,必须在等效哈密顿量中引入层子的反常磁矩才能给出质子的反常磁矩。可是层子的反常磁矩的引入会带来下面一

些问题:

1) 用满足 Bargmann-Wigner 条件的 π 介子波函数和哈密顿量 (1.1), 给出的 π 介子电形状因子正比于^[4]

$$1 - \frac{\kappa q^2}{4m_\pi m_p}. \quad (1.2)$$

这样的 π 介子电形状因子在 $q^2 = 0.29 \text{ GeV}^2$ 处有一零点. 这与实验^[5]是矛盾的. 如果改用不满足 Bargmann-Wigner 条件的介子波函数^[2]可以将零点移远, 但难于去掉它.

2) 得到的矢量介子到赝标介子的电磁衰变宽度都比实验大几倍.

3) 很难解释电子深度非弹性散射的实验结果.

如果在层子的电磁相互作用哈密顿量中不引入反常磁矩项, 可以为解决上述问题提供一种可能性. 但是, 不引入层子的反常磁矩, 如果仍采用 SU_6 对称性的重子波函数, 则将得不到质子的反常磁矩.

回顾一下强子物理的发展, 引入 SU_6 对称性确实取得一些成功. 主要表现在:

1) 介子和重子的分类;

2) 对基态重子 56 重态重子得到如下的关系:

$$\begin{aligned} M_{\Sigma^*} - M_{\Sigma^*} &= M_{\Sigma} - M_{\Sigma}, \\ \frac{\mu_n}{\mu_p} &= -\frac{2}{3}, \quad \mu_{\Delta p} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \mu_p. \end{aligned} \quad (1.3)$$

这些关系在 20% 范围内与实验值相符合. 但是, 强子物理中引入 SU_6 对称性也还存在一些问题.

尽管用 SU_6 对称群分类重子取得一些成功, 但至今没能填充轨道角动量为偶数的重子 70 重态. 全反对称的 20 重态也没有填充. 这对 SU_6 对称群的分类提出问题.

根据以上分析, 本文尝试在层子模型中引入不具有 SU_6 对称的强子波函数, 并用这种波函数来讨论基态重子和介子的电磁相互作用和弱相互作用的性质.

二、 SU_6 破坏的波函数

为了构造这种波函数, 从目前实验出发, 作如下的假定:

1) 在忽略同一 SU_3 多重态强子的质量差时, 波函数具有 SU_3 对称性.

2) 用 $SU_3 \otimes SU_2^s \otimes O_3$ (SU_2^s 是层子自旋的 SU_2 群) 分类介子、重子是与实验相符合的. 这样, 对每一个 SU_3 多重态, 波函数只取一个轨道分波 (即只取 O_3 群的一个不可约表示). 对相同的轨道角动量可以有不同的自旋态. 对 1^- 、 0^- 介子和 $\frac{1^+}{2}$ 、 $\frac{3^+}{2}$ 重子, 层子的轨道运动取 S 波.

3) 在不引入新量子数时, 用 $SU_3 \otimes SU_2^s \otimes O_3$ 群分类的重子波函数具有全对称性.

利用这些假定, 文献 [2] 给出了 $\frac{1^+}{2}$ 、 $\frac{3^+}{2}$ 重子的旋量波函数 ([2] 中的 (5.6) — (5.9)、(5.11) 式). 用 [2] 中的结果可以把 $\frac{1^+}{2}$ 、 $\frac{3^+}{2}$ 重子的波函数写出来. $\frac{1^+}{2}$ 重子的波函数为

$$B_{\alpha\beta\gamma,ijk}(x_1, x_2, x_3)_{\lambda,l}^m = \frac{1}{2\sqrt{3}} \sqrt{\frac{m}{E}} \{ \Gamma_{\alpha\beta,\gamma}^\lambda (\epsilon_{ilm}\delta_{kl} + \epsilon_{ikm}\delta_{il}) + \Gamma_{\beta\gamma,\alpha}^\lambda (\epsilon_{ikm}\delta_{il} + \epsilon_{ikm}\delta_{il}) \}, \quad (2.1)$$

$$\bar{B}_{\alpha\beta\gamma,ijk}(x_1, x_2, x_3)_{\lambda,l}^m = -\frac{1}{2\sqrt{3}} \sqrt{\frac{m}{E}} \{ \bar{\Gamma}_{\alpha\beta,\gamma}^\lambda (\epsilon_{ilm}\delta_{kl} + \epsilon_{ikm}\delta_{il}) + \bar{\Gamma}_{\beta\gamma,\alpha}^\lambda (\epsilon_{ikm}\delta_{il} + \epsilon_{ikm}\delta_{il}) \}. \quad (2.2)$$

其中

$$\Gamma_{\alpha\beta,\gamma}^\lambda = \left\{ \left[f_1(x_1, x_2, x_3) - \frac{i\hat{p}}{m} (f_2(x_1, x_2, x_3) - f_3(x_1, x_2, x_3)) \right] \gamma_5 C \right\}_{\alpha\beta} u_\lambda(p)_\tau + \{ f_1(x_1, x_2, x_3) - f_2(x_1, x_2, x_3) - 3f_3(x_1, x_2, x_3) \} C_{\alpha\beta} \{ \gamma_5 u_\lambda(p) \}_\tau + f_3(x_1, x_2, x_3) (\gamma_\mu \gamma_5 C)_{\alpha\beta} \{ \gamma_\mu u_\lambda(p) \}_\tau, \quad (2.3)$$

$$\bar{\Gamma}_{\alpha\beta,\gamma}^\lambda = \left\{ C \left[f_1(-x_1, -x_2, -x_3) + \frac{i\hat{p}}{m} (f_2(-x_1, -x_2, -x_3) - f_3(-x_1, -x_2, -x_3)) \right] \gamma_5 \right\}_{\alpha\beta} \bar{u}_\lambda(p)_\tau + \{ f_1(-x_1, -x_2, -x_3) - f_2(-x_1, -x_2, -x_3) - 3f_3(-x_1, -x_2, -x_3) \} C_{\alpha\beta} \{ \bar{u}_\lambda(p) \gamma_5 \}_\tau + f_3(-x_1, -x_2, -x_3) (C \gamma_5 \gamma_\mu)_{\alpha\beta} \{ \bar{u}_\lambda(p) \gamma_\mu \}_\tau. \quad (2.4)$$

$\frac{3^+}{2}$ 重子波函数为

$$\bar{B}_{\alpha\beta\gamma,ijk}(x_1, x_2, x_3)_{\lambda}^{lmn} = \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\frac{m}{E}} \Gamma_{\alpha\beta\gamma}^\lambda d_{ijk}^{lmn}, \quad (2.5)$$

$$\bar{B}_{\alpha\beta\gamma,ijk}(x_1, x_2, x_3)_{\lambda}^{lmn} = \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\frac{m}{E}} \bar{\Gamma}_{\alpha\beta\gamma}^\lambda d_{ijk}^{lmn}. \quad (2.6)$$

其中

$$\Gamma_{\alpha\beta\gamma}^\lambda = \left\{ \left[g_1(x_1, x_2, x_3) - i \frac{\hat{p}}{m} g_2(x_1, x_2, x_3) \right] \gamma_\mu C \right\}_{\alpha\beta} \psi_\mu^\lambda(p)_\tau + \{ g_1(x_1, x_2, x_3) - g_2(x_1, x_2, x_3) \} \frac{i}{m} (\beta \gamma_\mu \gamma_5 C)_{\alpha\beta} \{ \gamma_5 \psi_\mu^\lambda(p) \}_\tau, \quad (2.7)$$

$$\bar{\Gamma}_{\alpha\beta\gamma}^\lambda = \left\{ C \left[g_1(-x_1, -x_2, -x_3) + i \frac{\hat{p}}{m} g_2(-x_1, -x_2, -x_3) \right] \gamma_\mu \right\}_{\alpha\beta} \bar{\psi}_\mu^\lambda(p)_\tau + \{ g_1(-x_1, -x_2, -x_3) - g_2(-x_1, -x_2, -x_3) \} \frac{i}{m} (C \gamma_\mu \beta \gamma_5)_{\alpha\beta} \times \{ \bar{\psi}_\mu^\lambda(p) \gamma_5 \}_\tau. \quad (2.8)$$

$\Gamma_{\alpha\beta,\gamma}^\lambda, \bar{\Gamma}_{\alpha\beta,\gamma}^\lambda$ 具有 O_2 型混合对称, 对 $\alpha\beta$ 反对称; $\Gamma_{\alpha\beta\gamma}^\lambda, \bar{\Gamma}_{\alpha\beta\gamma}^\lambda$ 对 $\alpha\beta\gamma$ 全对称, $\psi_\mu^\lambda(p)$ 是 $\frac{3^+}{2}$ 旋量. 在 (2.3)、(2.4) 和 (2.7)、(2.8) 中, 若取

$$f_1(x_1, x_2, x_3) = g_1(x_1, x_2, x_3), f_2(x_1, x_2, x_3) = g_1(x_1, x_2, x_3), f_3(x_1, x_2, x_3) = 0, \quad (2.9)$$

就是 [2] 中给出的具有 SU_6 对称性(质心系)的 $\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}$ 重子波函数. 从 (2.3)、(2.4) 可以

看出,比 SU_6 对称的 $\frac{1}{2}^+$ 重子波函数多了一项,也就是这一项破坏了 SU_6 对称性。(2.3)中第一项是 $\frac{1}{2}^+$ 重子中的两个层子耦合成 0^+ 态,再与另一个处于 $\frac{1}{2}^+$ 态的层子耦合成 $\frac{1}{2}^+$ 态. 第二项是两个层子先耦合成 0^- 态,再与另一个处于 $\frac{1}{2}^-$ 态的层子耦合成 $\frac{1}{2}^+$ 态. 而第三项是两个层子先耦合成 1^- 态,再与另一个处于 $\frac{1}{2}^-$ 态的层子耦合成 $\frac{1}{2}^+$ 态.

同样地,用上面前二个假定,按 [2] 中的讨论,可以写出基态介子波函数. 0^+ 介子波函数为

$$\chi(x) = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{m}{E}} \left\{ f_1(x) - i \frac{\hat{p}}{m} f_2(x) \right\} \gamma_5 \phi, \quad (2.9)$$

$$\bar{\chi}(x) = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{m}{E}} \left\{ f_1(x) + i \frac{\hat{p}}{m} f_2(x) \right\} \gamma_5 \phi^*. \quad (2.10)$$

1^- 介子波函数为

$$\chi_\lambda(x) = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{m}{E}} \left\{ g_1(x) - i \frac{\hat{p}}{m} g_2(x) \right\} \hat{e}^\lambda(p) \phi, \quad (2.11)$$

$$\bar{\chi}_\lambda(x) = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{m}{E}} \left\{ g_1(x) + i \frac{\hat{p}}{m} g_2(x) \right\} \hat{e}^{\lambda*}(p) \phi^*. \quad (2.12)$$

其中 ϕ, ϕ^* 是介子的 SU_3 及其共轭波函数. 若取

$$f_1(x) = g_2(x), f_2(x) = g_1(x), \quad (2.13)$$

那就是 [2] 中给出的在质心系具有 SU_6 对称性的介子波函数.

利用基态的重子和介子波函数,运用 [2] 中的方法,可以得到轨道角动量为高次分波的重子和介子波函数.

从 (2.3)、(2.4)、(2.7)、(2.8) 可以看出,在 $\frac{1}{2}^+$ 重子波函数中含有三个未知的洛氏不变时空函数;在 $\frac{3}{2}^+$ 重子波函数中含有两个未知的洛氏不变时空函数. 用这些波函数去讨论重子的物理过程时,会出现若干时空函数的重迭积分. 用它们去分析实验时,由于未知量太多,以致得不到什么具体的结果. 本文的重点是考察用 SU_6 对称性破坏的波函数来讨论物理过程时会带来一些什么新的效应. 为此,对这些时空函数作如下两个简化的假定:

1) 时空函数之间的正比假定. 对于重子,即假定

$$\begin{aligned} f_2(x_1, x_2, x_3) &= a f_1(x_1, x_2, x_3), f_3(x_1, x_2, x_3) = b f_1(x_1, x_2, x_3), \\ g_1(x_1, x_2, x_3) &= c g_2(x_1, x_2, x_3). \end{aligned} \quad (2.14)$$

我们认为,这几个时空函数是同数量级的(如果在与实验比较时,发现其中有比其它函数小一个量级的,那么就将这个函数忽略. 因为在构造波函数时,已经忽略了高次分波项),它们的轨道运动处于 S 态. 重子有一定的大小,重子波函数中的这些时空函数应反映这一事实. 即在重子半径以内,这些时空函数值比较大,在半径以外,迅速下降. 因此这些

时空函数在重子半径以内的行为可能是相似的。正比假定就是在这种分析的基础上做出的。它是一个比较粗略的近似, 是否合理, 需要实验来检验。

2) 对同一轨道分波的不同自旋态强子, 只有一个独立的时空函数。对 S 态, $\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}$ 重子的时空函数最多相差一个比例系数。在用 SU_6 对称的波函数分析 $\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}$ 重子的电磁性质时^[3], 发现用质子的磁形状因子定出的重态积分, 可以较好地解释 $\Delta(1236) \rightarrow p$ 的磁跃迁形状因子。对于破坏 SU_6 对称的波函数, 在假定 1) 的基础上, 又应用假定 2) 可以保留用 SU_6 对称的波函数所曾得到的结果。对于弱耦合束缚态, 这一假定是成立的。对于强耦合束缚态, 需要进一步探讨这个假定的动力学基础。

我们取层子的电磁相互作用和弱相互作用哈密顿量为

$$\mathcal{H}_i^{em}(x) = -ie\bar{\psi}(x)Q\hat{A}(x)\psi(x), \quad (2.15)$$

$$\mathcal{H}_i^w(x) = i\frac{G}{\sqrt{2}}\bar{\psi}(x)Q^w\gamma_\mu(1 + \lambda\gamma_5)\psi(x)j_\mu^l(x). \quad (2.16)$$

式中 $Q^w = \lambda_2^1 \cos\theta + \lambda_3^1 \sin\theta$, θ 是卡比玻角, $j_\mu^l(x)$ 是轻子流, λ 是赝矢量项耦合系数。

采用层子模型^[1]中的计算方法, 写下重子和介子的流的矩阵元:

$$\begin{aligned} \langle B' | J_\mu(0) | B \rangle &= \frac{\mathcal{M}^2}{2} \int \bar{B}_{ijk\alpha\beta\gamma}(x_1, x_2, 0)_{l', U'} \Delta_{kk', \gamma\gamma'} \\ &\quad \cdot B_{k'ji, \gamma'\beta\alpha}(0, x_2, x_1)_{l, U} d^4x_1 d^4x_2, \end{aligned} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} \langle M' | J_\mu(0) | M \rangle &= -i\mathcal{M} \int Sp\{\bar{\chi}(x_1, 0)\Delta\chi(0, x_1) \\ &\quad + \chi(0, x_1)\Delta\bar{\chi}(x_1, 0)\} d^4x_1. \end{aligned} \quad (2.18)$$

对电磁流, $\Delta = ieQ\gamma_\mu$; 对弱流, $\Delta = \frac{G}{\sqrt{2}}Q^w\gamma_\mu(1 + \lambda\gamma_5)$; \mathcal{M} 是层子质量; U, U' 分别是初末态重子的 SU_3 状态。

三、电磁相互作用

1. $\frac{1^+}{2}$ 重子的电磁性质

首先讨论规范不变性条件给波函数带来什么限制。将波函数(2.1)—(2.4)代入(2.17)可以得到电磁流矩阵元的具体表式。对于初末态质量相等的矩阵元, 自动满足电流守恒的要求。对于 $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda$ 的矩阵元, 要求满足电流守恒, 则得到一个条件。为书写方便, 定义符号

$$f'f_i = \int f'_i(-x_1, -x_2, 0)f_i(x_1, x_2, 0)d^4x_1 d^4x_2. \quad (3.1)$$

式中带撇的量表示相应于末态的量。利用这种符号, 这一条件可写成

$$\begin{aligned} \{q^2 + (m - m')^2\} \left\{ \frac{1}{m}(f_2 - f_3)(f_2 + f_3 - f_1) - \frac{1}{m'}(f_2 - f_3)(f_2 + f_3 - f_1) \right\} \\ - 6(m - m')\{f_3(f_1 - f_2) + f_3'(f_1 - f_2) - 4f_3'f_3\} = 0. \end{aligned} \quad (3.2)$$

我们认为在忽略同一 SU_3 多重态重子的质量差后, SU_3 对称性仍然成立. 对同一 SU_3 多重态重子的时空函数形式是相同的. 因此, 由 $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda$ 得到的条件 (3.2) 式可以推广到其它重子. 将正比假定 (2.14) 代入 (3.2) 中, 得到两个条件:

$$1 - a = 2b, \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{m'}(a' - b')(a + b - 1) - \frac{1}{m}(a - b)(a' + b' - 1) = 0. \quad (3.4)$$

(3.3) 式保证中性重子的电荷为零. 在第四节中将可看到, (3.4) 式使得第二类弱流

$$\bar{u}\sigma_{\mu\nu}q_\nu\gamma_5u$$

在重子的弱流矩阵元中不出现. (3.3) 式也可写成

$$f_3(x_1, x_2, x_3) = \frac{1}{2} \{f_1(x_1, x_2, x_3) - f_2(x_1, x_2, x_3)\}. \quad (3.5)$$

取 $f_1(x_1, x_2, x_3) = f_2(x_1, x_2, x_3)$, 就有 $f_3(x_1, x_2, x_3) = 0$, 即回到弱耦合束缚态的情形. 从这里也可看出, 正比假定导致的结果是自洽的. 将 (3.3) 式代入 (3.4) 式, 可得

$$a = \frac{1 + \frac{m}{m_0}}{3 + \frac{m}{m_0}}, \quad b = \frac{1}{3 + \frac{m}{m_0}} \quad (3.6)$$

从 (2.17) 并利用 (3.3), 可得质子和中子的电磁形状因子的表式:

$$G_E^p(q^2) = D(q^2) \left\{ 1 + \frac{q^2}{4m^2} (a + b) \left(1 - \frac{b}{a} \right) \right\}, \quad (3.7)$$

$$G_M^p(q^2) = D(q^2) \left\{ a + \frac{2b^2}{a} + \frac{q^2}{4m^2} (a - b) \left(1 - \frac{b}{a} \right) \right\}, \quad (3.8)$$

$$G_E^n(q^2) = \frac{q^2}{6m^2} D(q^2) b \left(1 - \frac{b}{a} \right), \quad (3.9)$$

$$G_M^n(q^2) = -\frac{2}{3} (a - b) D(q^2) \left\{ 1 + \frac{q^2}{4m^2} \left(1 - \frac{b}{a} \right) \right\}. \quad (3.10)$$

其中

$$D(q^2) = -\mathcal{M}^2 f_1 f_2 \quad (3.11)$$

按电荷归一化条件, 从 (3.7) 式得

$$D(0) = 1. \quad (3.12)$$

从 (3.7) — (3.10) 式可以看出, 这里只有一个未知的参数 a 和一个未知的函数 $D(q^2)$. 从 (3.8) 和 (3.10) 式可得质子、中子的总磁矩为:

$$\mu_p = a + \frac{2b^2}{a}, \quad (3.13)$$

$$\mu_n = -\frac{2}{3} (a - b). \quad (3.14)$$

从 (3.13) 可以看出, 尽管等效哈密顿量中没有层子的反常磁矩项, 但利用了破坏 SU_6 对称的重子波函数仍然可以得到质子的反常磁矩. 若取 $b = 0$, 就只有质子的正常磁矩. 从 (3.13)、(3.14) 可见, $\frac{\mu_n}{\mu_p}$ 不再是 SU_6 对称给出的 $-\frac{2}{3}$. 将 μ_p 的实验值作输入, 可定出

$$a = 2.39, \quad b = -0.695 \quad (3.15)$$

由此得

$$\mu_n = -2.05 \quad (3.16)$$

与实验值相差 7%。将 (3.15) 代入 (3.7)、(3.8) 中，可得 $\mu_p G_M^E(q^2)/G_M^E(q^2)$ ，这个比例随 q^2 增加而增加。它与 SLAC 的实验结果^[6]是一致的，与 DESY 的结果^[6]不一致。理论与实验的比较见图 1。

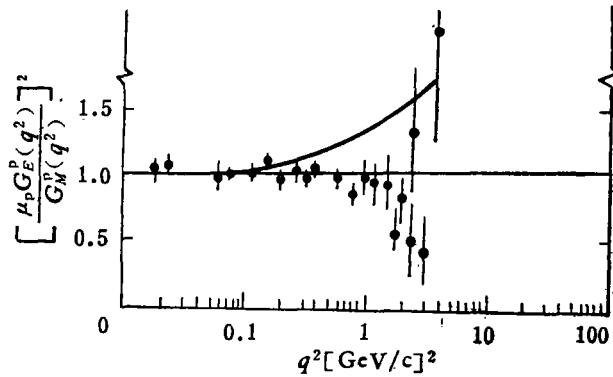


图 1

从 (3.8)、(3.10) 可得

$$\frac{\mu_n G_M^p(q^2)}{\mu_p G_M^n(q^2)} = \frac{1 + 1.43 \frac{q^2}{4m_N^2}}{1 + 1.29 \frac{q^2}{4m_N^2}}, \quad (3.17)$$

它随 q^2 的增加缓慢上升。利用实验给出的 $\frac{1}{\mu_p} G_M^p(q^2)$ 的双极点曲线，可定出

$$D(q^2) = \frac{1}{\left(1 + 1.43 \frac{q^2}{4m_N^2}\right) \left(1 + \frac{q^2}{0.71}\right)^2} \quad (3.18)$$

将 (3.18) 代入 (3.9)，得到中子的电形状因子，与实验^[7]的比较见图 2。

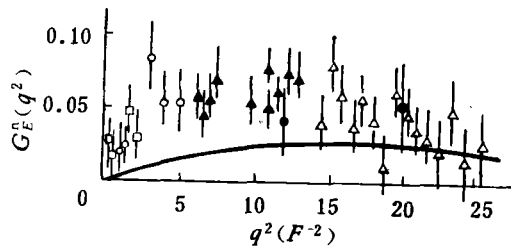


图 2

类似的计算可得其它六个重子的磁矩表式(以核子的玻尔磁子为单位):

$$\mu_A = -\frac{1}{3} \frac{m_p}{m_A} (a - b), \quad \mu_{\Sigma^-} = \frac{m_p}{m_{\Sigma^-}} \left\{ -1 + \frac{2}{3} (1 + b) \left(1 - \frac{b}{a}\right) \right\},$$

$$\mu_{\Sigma^0} = \frac{m_p}{3m_{\Sigma^0}}(a-b), \quad \mu_{\Sigma^+} = \frac{m_p}{m_{\Sigma^+}}\left(a + \frac{2b^2}{a}\right), \quad (3.19)$$

$$\mu_{\Sigma^-} = \frac{m_p}{m_{\Sigma^-}}\left\{-1 + \frac{2}{3}(1+b)\left(1 - \frac{b}{a}\right)\right\}, \quad \mu_{\Xi^0} = -\frac{2m_p}{3m_{\Xi^0}}(a-b).$$

其中 a, b 是相应重子的参数, 由 (3.15) 可得

$$m_0 = -0.21 \text{ GeV}, \quad (3.20)$$

代入 (3.6) 中, 可得相应重子的 a, b . 从 (3.19) 可得各个重子的磁矩, 与实验^[8]的比较见表 1.

表 1

	μ_p	μ_n	μ_{Λ}	μ_{Σ^+}	μ_{Σ^0}	μ_{Σ^-}	μ_{Ξ^0}	μ_{Ξ^-}
理论值	输入	-2.05	-0.65	1.52	-0.56	-0.39	-0.92	-0.32
实验值	2.79	-1.91	-0.67 ± 0.06	2.62 ± 0.41	—	-1.48 ± 0.37	—	-1.85 ± 0.75

μ_{Λ} 的理论值与实验相符合, 其它重子的磁矩正负号与实验的一致, 绝对值比实验值小.

2. $P \rightarrow \Delta(1236)$ 的电磁过程

对于这一过程, 其电磁流矩阵元为

$$\begin{aligned} \langle \Delta_i^+(p_f) | J_{\mu}(0) | p_{\lambda}(p_i) \rangle = & -\frac{ie}{4\sqrt{3}} \sqrt{\frac{mm'}{EE'}} D'(q^2) \\ & \cdot \bar{\phi}_v^{\lambda'}(p_f) \left\{ \frac{A}{mm'} P_{\sigma} q_{\rho} \varepsilon_{\rho\sigma\mu\nu} + \frac{4B}{mm'} (p_{f\mu} q_{\nu} - p_f \cdot q \delta_{\mu\nu}) \gamma_5 \right\} u_{\lambda}(p_i). \end{aligned} \quad (3.21)$$

其中

$$D'(q^2) = -\mathcal{M}^2 f_1 g_2 \quad (3.22)$$

$$A = 2(a_p - b_p), \quad B = (1-c)(a_p - b_p), \quad P = p_i + p_f. \quad (3.23)$$

(3.21) 式的推导中用了这一电磁流必须满足的电流守恒条件:

$$2f_3 g_1 + \frac{m'}{m} (g_2 - g_1)(f_2 - f_3) = 0 \quad (3.24)$$

利用正比假定 (2.14), 从 (3.24) 得

$$c = -\frac{\frac{m'}{m}(a_p - b_p)}{2b_p - \frac{m'}{m}(a_p - b_p)} = 0.75. \quad (3.25)$$

利用上述结果可得光生 $\Delta(1236)$ 的电四极振幅和磁跃迁振幅的比例为

$$\frac{E1+}{M1+} = -\frac{B(m' - m)}{A(m' + m) + B(m' - m)} = -0.017 \quad (3.26)$$

实验值为 $-0.045^{[6]}$, $-0.073^{[10]}$, $-0.024^{[11]}$.

从 (3.21) 可得跃迁磁矩为

$$\mu_{\Delta \rightarrow P} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \cdot \frac{1}{4m} \{A(m' + m) + B(m' - m)\} D'(0). \quad (3.27)$$

文献 [11] 中给出

$$\mu_{\Delta p} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \times 1.22\mu_p, \quad (3.28)$$

由此可以定出

$$D'(0) = 0.937. \quad (3.29)$$

$\Delta(1236) \rightarrow p\gamma$ 的宽度可写为

$$\Gamma = \frac{mk^2}{2\pi m'} \{ |A_{\frac{3}{2}}|^2 + |A_{\frac{1}{2}}|^2 \}. \quad (3.30)$$

式中 k 是光子动量, $A_{\frac{3}{2}}$ 、 $A_{\frac{1}{2}}$ 是螺旋性振幅. 利用上面的结果可算得

$$A_{\frac{3}{2}} = -0.203 \text{ GeV}^{-\frac{1}{2}}, \quad A_{\frac{1}{2}} = -0.112 \text{ GeV}^{-\frac{1}{2}}, \quad \Gamma = 0.45 \text{ MeV}.$$

这些量的实验值^[12,13]是

$$A_{\frac{3}{2}} = -0.24 \text{ GeV}^{-\frac{1}{2}}, \quad A_{\frac{1}{2}} = -0.14 \text{ GeV}^{-\frac{1}{2}}, \quad \Gamma = 0.65 \text{ MeV}.$$

按照多极矩的定义^[14], 用 (3.21) 可以写出磁跃迁形状因子 $G_{M1+}^2(q^2)$ 、电四极矩跃迁形状因子 $G_{E1+}^2(q^2)$ 、库仑八极矩跃迁形状因子 $G_{S1+}^2(q^2)$ 为

$$\begin{aligned} G_{M1+}^2(q^2) &= \frac{D'(q^2)}{18m^2} \left\{ (Am_+ + Bm_-)^2 + (A - B)q^2 - B^2(q^2 + m^2) \frac{q^2}{q^{*2}} \right\}, \\ G_{E1+}^2(q^2) &= \frac{D'(q^2)}{18m^2} B^2(q^2 + m^2) \left(1 - \frac{q^2}{q^{*2}} \right), \\ G_{S1+}^2(q^2) &= \frac{D'(q^2)}{18m^2} B^2(q^2 + m^2), \end{aligned} \quad (3.31)$$

$$q^{*2} = q^2 + \frac{1}{4m'^2} (m'^2 - m^2 - q^2)^2,$$

$$m_+ = m' + m, \quad m_- = m' - m.$$

从 (3.31) 得电四极和库仑八极矩为

$$\begin{aligned} S1+ = E1+ &= -\frac{D'(0)}{18m^2} B(m' - m) = -0.055 \\ \frac{S1+}{\mu_{\Delta p}} &= -0.017 \end{aligned} \quad (3.32)$$

$\frac{S1+}{\mu_{\Delta p}}$ 的实验值^[7]为 -0.05 ± 0.03 .

应用第二节中的同一轨道分波只有一个独立的时空函数的假定及 (3.17), 可得

$$D'(q^2) = \frac{0.935}{\left(1 + 1.43 \frac{q^2}{4m_N^2} \right) \left(1 + \frac{q^2}{0.71} \right)^2}. \quad (3.33)$$

这一式子表明,

$$g_2(x_1, x_2, x_3) \simeq f_2(x_1, x_2, x_3), \quad (3.34)$$

与 SU_6 对称的情况 (2.13) 是完全不同的. 将 (3.33) 代入 (3.31) 中, 可得各个跃迁形状因子的具体表式. 实验^[8]测出

$$G_M^2(q^2) = G_{M1+}(q^2) + 3G_{E1+}^2(q^2) \quad (3.35)$$

理论与实验的比较见图 3. 可以看出, 理论和实验是符合的. 这说明在 SU_6 对称破坏的情况下, 采用 $\frac{1^+}{2}$ 、 $\frac{3^+}{2}$ 重子含有相同的时空函数(可以差一比例常数)的假定是合理的.

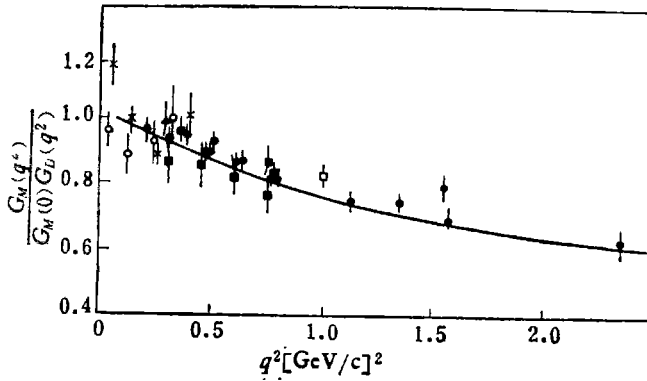


图 3

3. 矢量介子的辐射衰变

从关于重子的讨论, 我们看到, 取层子的反常磁矩为零时, 从 SU_6 破坏的波函数可以导出质子的反常磁矩. 现在我们用同一哈密顿量 (2.15) 来讨论介子的电磁性质. 用第一节中波函数和计算方法可得到, 矢量介子只有正常磁矩, 且电四极矩为零.

用 (2.9)、(2.10)、(2.18) 可以得到 π 介子的电形状因子的表达式

$$G_E^\pi(q^2) = i\mathcal{M} \int f_1(x, 0)f_2(0, x)d^4x. \quad (3.36)$$

从这一表式可以看出, 只要 π 介子的波函数中的时空函数选择合适, $G_E^\pi(q^2)$ 就不会有零点. 由电荷归一化条件, 可得

$$G_E^\pi(0) = 1 \quad (3.37)$$

用 (2.11)、(2.12)、(2.18) 可以得到 $1^- \rightarrow 0^- + \gamma$ 过程的宽度为

$$\Gamma = \frac{\alpha m_V^2}{24 m_p} \left(1 - \frac{m_p^2}{m_V^2}\right)^3 D_1^2(0) \mathcal{A}^2, \quad (3.38)$$

$$\mathcal{A} = Sp\{\phi_p^* Q \phi_V + \phi_V Q \phi_p^*\},$$

$$D_1(q^2) = i\mathcal{M} \int f_{2p}(x, 0)g_{2V}(0, x)d^4x. \quad (3.39)$$

可以看出, (3.36) 和 (3.39) 式是不同的. 即使忽略 1^- 与 0^- 介子间的质量差, 也没有理由认为 $D_1(0) = 1$. 按照同一分波不同自旋态的介子只有一个独立时空函数的假定, $D_1(q^2)$ 与 $G_E^\pi(q^2)$ 可能差一个与 1^- 、 0^- 介子质量有关的常数. 一般地说, $D_1(0)$ 是与 1^- 、 0^- 介子质量是有关的, 目前还不能从理论上得到这个关系. 在构造波函数时, 我们仍然假定在忽略质量差时, SU_3 对称是存在的 (即同一 SU_3 多重态强子波函数中的时空函数的函数形式是相同的). 因而作为零级近似, 忽略同一 SU_3 多重态介子的质量差, 对 $1^- \rightarrow 0^- + \gamma$ 各过程, $D_1(0)$ 就是一个常数. 从 (3.38) 式可以看出, 在 Γ 中去掉相空间和矩阵元

$$\epsilon_{\rho\sigma\mu\nu} p'_\rho p_\sigma e_\mu^\lambda e_\nu \quad (3.40)$$

(e_μ^λ 、 e_ν 分别是矢量介子和光子的极化矢量) 所贡献的因子

$$\frac{\alpha m_V^2}{24 m_p} \left(1 - \frac{m_p^2}{m_V^2}\right)^3$$

外,各衰变过程的宽度的比例就完全是各过程的 SU_3 系数的比例。定义

$$R = \frac{\Gamma}{\frac{\alpha m_V^2}{24 m_p} \left(1 - \frac{m_p^2}{m_V^2}\right)^3}, \quad (3.41)$$

可得

$$\begin{aligned} R(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) : R(\rho \rightarrow \pi \gamma) : R(\phi \rightarrow \eta \gamma) : R(\phi \rightarrow \pi^0 \gamma) : R(K^{0*} \rightarrow K^0 \gamma) \\ = 1 : \frac{1}{9} : 0.37 : 0.6 \times 10^{-2} : \frac{4}{9}. \end{aligned} \quad (3.42)$$

实验^[15]给出的结果是

$$\begin{aligned} 1 : 0.0397 : 0.452 : 0.0038 : 0.669 \\ \pm 0.0153 \quad \pm 0.15 \quad \pm 0.0017 \quad \pm 0.379. \end{aligned}$$

除 $\rho \rightarrow \pi \gamma$ 外,理论值在实验误差范围内与实验值相符合。

将 $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ 的宽度作为输入,定出

$$D_1(0) = 0.835. \quad (3.43)$$

由此可给出各过程的分支比,与实验的比较见表 2。

表 2

	$B(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma)$	$B(\rho \rightarrow \pi \gamma)$	$B(\phi \rightarrow \eta \gamma)$	$B(\phi \rightarrow \pi^0 \gamma)$	$B(K^{0*} \rightarrow K^0 \gamma)$
理论值(%)	输 入	0.065	1.3	0.22	0.10
实验值(%)		0.023 ± 0.0067	1.5 ± 0.4	$0.14 \pm .005$	0.15 ± 0.72

除 $\rho \rightarrow \pi \gamma$ 过程外,理论值与实验值是一致的。 ω 、 ρ 介子的质量是相近的,按照层子模型,它们的辐射衰变宽度的比例应是 9:1。这与取什么样的波函数,什么样的等效哈密顿量的关系是极小的。可是实验给出的结果和理论不一致。如果实验精确度进一步提高之后仍存在矛盾,那末这一问题就很值得研究。

四、弱相互作用

1. $\frac{1}{2}^+$ 重子的半轻子衰变

用第二节中 $\frac{1}{2}^+$ 重子波函数和弱流矩阵元的表式可求出 $\frac{1}{2}^+$ 重子的半轻子衰变中的 $\frac{G_A}{G_V}$ 和分支比。值得指出的是,弱流矩阵元中,包含如下形式的第二类流:

$$4\lambda \left\{ \frac{1}{m} f_3'(f_2 - f_3) - \frac{1}{m} f_3(f_2' - f_3') \right\} \bar{u}_{r'}(p_f) \sigma_{\mu\nu} q_\nu \gamma_5 u_r(p_i). \quad (4.1)$$

利用正比假定和电流守恒给出的条件(3.3)、(3.4),可得

$$\frac{1}{m} f_3'(f_2 - f_3) - \frac{1}{m} f_3(f_2' - f_3') = 0,$$

从而使这种第二类流不出现。

将中子 β 衰变实验定出的 $\frac{G_A}{G_V} = 1.25^{[8]}$ 作为输入, 可定出

$$\lambda = \frac{1}{2}. \quad (4.2)$$

将 $\Lambda \rightarrow pe^{-}\bar{\nu}$ 的实验衰变几率^[8]作为输入定出

$$\sin \theta = 0.24 \quad (4.3)$$

这一数值与一般唯象分析的结果是一致的. 按照 [3] 中第二篇文章中的讨论,

$$f_{if_1} = \frac{D_2(q^2)}{\sqrt{aa'}}. \quad (4.4)$$

利用这些结果, 可以算得 $\frac{1}{2}$ 重子的各衰变过程相应的 $\frac{G_A}{G_V}$ 和分支比. 理论值与实验值^[8] 的比较见表 3. 用 SU_6 对称的波函数得到的 $\Lambda \rightarrow pe^{-}\bar{\nu}$ 的 $\frac{G_A}{G_V} = 0.75$. 这里的结果与实验符合得较好.

表 3

	$\left(\frac{G_A}{G_V}\right)_{\text{理论}}$	$\left(\frac{G_A}{G_V}\right)_{\text{实验}}$	$B_{\text{理论}}$	$B_{\text{实验}}$
$n \rightarrow pe^{-}\bar{\nu}_e$	输入	1.25	输入	
$\Lambda \rightarrow pe^{-}\bar{\nu}_e$	0.64	0.66 ± 0.05	1.31×10^{-4}	$(1.57 \pm 0.35) \times 10^{-4}$
$\Lambda \rightarrow p\mu^{-}\bar{\nu}_\mu$			0.42×10^{-4}	$(0.60 \pm 0.06) \times 10^{-4}$
$\Sigma^- \rightarrow \Lambda e^{-}\bar{\nu}_e$	$G_V = 0$	$\frac{G_V}{G_A} = 0.24 \pm 0.23$		
$\Sigma^- \rightarrow ne^{-}\bar{\nu}_e$	-0.29	$\pm(0.435 \pm 0.035)$	1.07×10^{-3}	$(1.08 \pm 0.04) \times 10^{-3}$
$\Sigma^- \rightarrow n\mu^{-}\bar{\nu}_\mu$			0.46×10^{-3}	$(0.45 \pm 0.04) \times 10^{-3}$
$\Sigma^+ \rightarrow \Lambda e^+\nu_e$	$G_V = 0$		0.14×10^{-4}	$(2.02 \pm 0.47) \times 10^{-3}$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda e^{-}\bar{\nu}_e$	0.17		0.52×10^{-3}	$(0.69 \pm 0.18) \times 10^{-3}$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda\mu^{-}\bar{\nu}_\mu$			1.39×10^{-4}	$(3.5 \pm 3.5) \times 10^{-4}$
$\Xi^0 \rightarrow \Xi^0 e^{-}\bar{\nu}_e$	-0.23		0.22×10^{-3}	$< 2.3 \times 10^{-4}$
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^{-}\bar{\nu}_e$	0.97		0.2×10^{-3}	$< 1.1 \times 10^{-3}$
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^{-}\bar{\nu}_\mu$			0.16×10^{-3}	$< 1.1 \times 10^{-3}$

2. 准弹性中微子反应

利用 (2.1)–(2.4)、(2.16)、(2.17) 可得

$$\begin{aligned} \langle p | J_\mu^w(0) | n \rangle = & \sqrt{\frac{mm'}{EE'}} \bar{u}_{\lambda'}(p_f) \left\{ \frac{5}{3} G(q^2) \gamma_\mu + \frac{5}{3} \lambda F(q^2) \gamma_\mu \gamma_5 \right. \\ & \left. + \frac{i}{3m} J(q^2) P_\mu \right\} u_\lambda(p_i), \end{aligned}$$

$$G(q^2) = \frac{3}{5} \left\{ 1 + \frac{2}{3} (1 - 5b) \left(1 - \frac{b}{a} \right) + \frac{5q^2}{12am^2} (a - b)^2 \right\} D(q^2), \quad (4.5)$$

$$F(q^2) = \frac{3}{5} \left\{ \frac{1}{a} + a - \frac{1}{3} + \frac{5q^2}{12am^2} (a - b)^2 \right\} D(q^2), \quad (4.5)$$

$$J(q^2) = (1 - 5b) \left(1 - \frac{a}{b} \right) D(q^2).$$

a 、 b 、 $D(q^2)$ 取 (3.15) 和 (3.18) 定出的形式。对于 $\nu n \rightarrow p\mu^-$ 和 $\bar{\nu} p \rightarrow n\mu^+$ 过程的微分截面可写成

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{G^2 m}{9\pi E_\nu} \left\{ \frac{q^2}{8mE_\nu} \left[2W_1 - W_2 \mp 2 \left(\frac{E_\nu}{m} - \frac{q^2}{4m^2} \right) W_3 \right] + \left(\frac{E_\nu}{2m} - \frac{q^2}{4m^2} \right) W_2 \right\} \cos^2\theta, \quad (4.6)$$

$$\left. \begin{aligned} W_1 &= 25 \left\{ \frac{q^2}{4m^2} G^2(q^2) + \left(1 + \frac{q^2}{4m^2} \right) \lambda^2 F^2(q^2) \right\}, \\ W_2 &= \{ 5G(q^2) - 2J(q^2) \}^2 + 25\lambda^2 F^2(q^2) + \frac{q^2}{m^2} J^2(q^2), \\ W_3 &= -50\lambda F(q^2)G(q^2). \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

(4.6) 式中 W_3 项前的符号, 对 $\nu n \rightarrow p\mu^-$ 过程取负号, 对 $\bar{\nu} p \rightarrow n\mu^+$ 过程取正号。对 $\nu n \rightarrow p\mu^-$ 总截面的理论计算值与实验结果^[16] 的比较见图 4, 理论与实验是符合的。

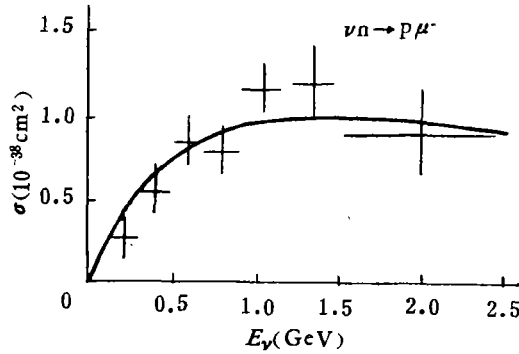


图 4

3. $\nu p \rightarrow \Delta^{++}(1236)\mu^-$ 反应

利用 (2.1)、(2.4)、(2.6)、(2.8) 诸式可得弱流矩阵元:

$$\begin{aligned} \langle \Delta^{++} | J_\mu^w(0) | p \rangle &= \frac{\cos^2\theta}{4} \sqrt{\frac{mm'}{EE'}} D'(q^2) \bar{\psi}_\mu^\lambda(p') \left\{ \frac{A}{mm'} P_\rho q_\nu \varepsilon_{\rho\sigma\mu\nu} \right. \\ &+ \frac{4B}{mm'} (p'_\sigma q_\mu - p' \cdot q \delta_{\sigma\mu}) \gamma_5 + 4\lambda c' \delta_{\sigma\mu} + \frac{4\lambda D}{mm'} p'_\sigma p_\mu \\ &\left. + \frac{2\lambda B}{mm'} P_\rho q_\nu \varepsilon_{\rho\sigma\mu\nu} \gamma_5 \right\} u_r(p). \end{aligned} \quad (4.8)$$

其中

$$\begin{aligned} c' &= c - b_p(1-c) + \frac{a_p}{2mm'}(q^2 + m^2 + m'^2) - \frac{b_p}{2mm'}(q^2 + m^2), \\ D &= a_p - b_p, \quad P = p + p', \end{aligned} \quad (4.9)$$

A 、 B 、 $D'(q^2)$ 取 (3.23)、(3.33) 的形式。

按照文献 [17] 中的记号, 定义

$$\frac{1}{\sqrt{3}} \mathfrak{M} = \frac{G}{2\sqrt{3}} \sqrt{\frac{EE'}{mm'}} \langle \Delta^{++} | J_\mu^w(0) | p \rangle \langle \mu | j_\mu(0) | \nu \rangle \quad (4.10)$$

将(4.8)代入(4.10)中,可得

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{3}} \mathfrak{M} = & \frac{G \cos \theta}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_a^{\lambda'}(p') \left\{ - \left[\frac{1}{m} G_3^V(q^2) \gamma_\mu + \frac{1}{m^2} G_4^V(q^2) \not{p}'_\mu \right. \right. \\ & + \frac{1}{m^2} G_5^V(q^2) \not{p}_\mu \left. \right] \gamma_5 F^{\mu\alpha} + G_6^V(q^2) j^\alpha \gamma_5 - \left[\frac{1}{m} G_3^A(q^2) \gamma_\mu \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{m^2} G_4^A(q^2) \not{p}'_\mu \right] F^{\mu\alpha} + G_5^A(q^2) j^\alpha + \frac{1}{m^2} G_6^A(q^2) q_\alpha q \cdot j \right\} u_\lambda(p), \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$j_\alpha = \langle \mu^- | j_\alpha(0) | \nu \rangle, \quad F^{\mu\alpha} = q_\mu j_\alpha - q_\alpha j_\mu \quad (4.12)$$

$$G_3^V(q^2) = \frac{A}{2\sqrt{3}} D'(q^2), \quad G_4^V(q^2) = -\frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{m}{m'} (A - 2B) D'(q^2),$$

$$G_5^V(q^2) = G_6^V(q^2) = 0, \quad G_3^A(q^2) = -\frac{\lambda}{\sqrt{3}} (a_p - b_p) (1 - c) D'(q^2),$$

$$G_4^A(q^2) = -\frac{\lambda}{\sqrt{3}} \frac{m}{m'} D'(q^2) (2 - c) (a_p - b_p), \quad (4.13)$$

$$G_5^A(q^2) = \frac{\lambda}{\sqrt{3}} \left\{ c(1 + b_p) + \frac{m'}{m} (a_p - b_p) \right\} D'(q^2), \quad G_6^A(q^2) = 0.$$

计算可得

$$G_5^A(0) = 1.16. \quad (4.14)$$

PCAC 给出 $G_5^A(0) = 1.2$. 两者是一致的.

利用(4.8), 可得到, 反应的总截面, 与实验^[17]的比较见图5. 理论与目前实验是一致的.

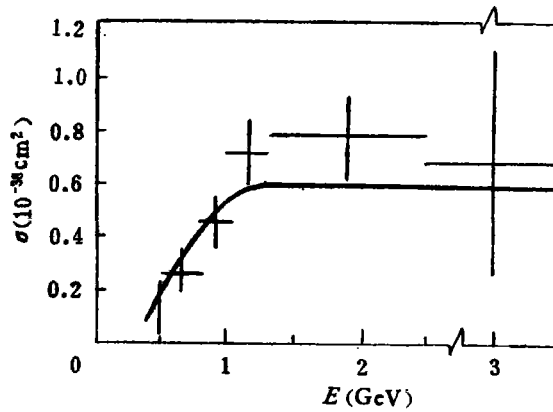


图5

4. 0^- 介子的半轻子衰变

先讨论 π_{e3} 过程. 利用(2.9)、(2.10)、(2.18), 可得

$$\langle \pi^0 | J_\mu^w(0) | \pi^+ \rangle = \frac{i}{2\sqrt{2}} \cos \theta \sqrt{\frac{mm'}{EE'}} G_8^w(q^2) \frac{P_\mu}{2m_\pi}, \quad (4.15)$$

$$P = p_{\pi^+} + p_{\pi^0}.$$

由此可得衰变几率

$$\Gamma_{\pi e_3} = 0.38 \text{ 秒}^{-1},$$

实验值^[8]是

$$\Gamma_{\pi e_3}^{* \text{ 实验}} = 0.39(1 \pm 0.07) \text{ 秒}^{-1}.$$

对于 K_{13} 衰变过程, 取介子波函数中的两个时空函数成正比的假定

$$f_2(x_1, x_2) = d f_1(x_1, x_2), \quad (4.16)$$

利用 (2.9)、(2.10)、(2.18) 可得

$$\begin{aligned} \langle \pi^0 | J_\mu^w(0) | K^- \rangle &= \frac{i}{4\sqrt{2}} \cos \theta \sqrt{\frac{m_K m_\pi}{E_K E_\pi}} \left\{ \left[\frac{1}{m_\pi} D_{\pi K}(q^2) + \frac{1}{m_K} D_{K\pi}(q^2) \right] P_\mu \right. \\ &\quad \left. + \left[\frac{1}{m_K} D_{K\pi}(q^2) - \frac{1}{m_\pi} D_{\pi K}(q^2) \right] q_\mu \right\}, \end{aligned} \quad (4.17)$$

$$P = p_K + p_\pi, \quad q = p_K - p_\pi,$$

$$D_{\pi K}(q^2) = i \mathcal{M} \int f_{2\pi}(0, x) f_{1K}(0, x) d^4 x, \quad (4.18)$$

$$D_{K\pi}(q^2) = i \mathcal{M} \int f_{1\pi}(0, x) f_{2K}(0, x) d^4 x. \quad (4.19)$$

从 (4.17) 可得 K_{13} 的形状因子

$$f_+(q^2) = \frac{1}{\sqrt{2m_K m_\pi}} \{ m_K D_{\pi K}(q^2) + m_\pi D_{K\pi}(q^2) \}, \quad (4.20)$$

$$f_-(q^2) = \frac{1}{\sqrt{2m_K m_\pi}} \{ m_\pi D_{K\pi}(q^2) - m_K D_{\pi K}(q^2) \}. \quad (4.21)$$

利用正比假定 (4.16), 上面二式变为

$$f_+(q^2) = \frac{1}{\sqrt{2m_K m_\pi}} D_{K\pi}(q^2) \left(m_\pi + m_K \frac{d_\pi}{d_K} \right), \quad (4.22)$$

$$f_-(q^2) = \frac{1}{\sqrt{2m_K m_\pi}} D_{K\pi}(q^2) \left(m_\pi - m_K \frac{d_\pi}{d_K} \right). \quad (4.23)$$

由此可得

$$\xi = \frac{f_-}{f_+} = \frac{m_\pi + m_K \frac{d_\pi}{d_K}}{m_\pi - m_K \frac{d_\pi}{d_K}}. \quad (4.24)$$

可见在正比假定下, ξ 与 q^2 无关。对于 $\xi(0)$, 目前实验上还不能准确确定下来。在这种情况下, 取零级近似,

$$d_\pi \simeq d_K, \quad (4.25)$$

得

$$\xi(0) = -0.57 \quad (4.26)$$

这一数值与目前实验的一部份数据^[8]是不矛盾的。

对 $D_{K\pi}(q^2)$ 可做如下粗略的讨论。K、 π 介子是属于同一 SU_3 多重态的粒子, 如果在波函数中忽略质量差, 则有

$$D_{K\pi}(q^2) = G_2^*(q^2). \quad (\text{类时区}) \quad (4.27)$$

文献[5]中给出 π 介子在类空区域内的形状因子的测量结果:

$$G_E^*(q^2) = \frac{1}{1 + \frac{q^2}{0.471 \pm 0.010}}. \quad (4.28)$$

在 q^2 很小时,

$$G_E^*(q^2) \simeq 1 - \frac{q^2}{0.471 \pm 0.010}. \quad (4.29)$$

如果这种行为在 q^2 的类时区域也是正确的,则从(4.22)可得

$$\lambda_+ \simeq -0.04 \text{ (SU}_3 \text{ 对称)}. \quad (4.30)$$

这与目前一部分实验结果^[6]不矛盾(实验所采用的度规与本文所采用的相差一负号).

实际上由于 SU_3 对称有破坏,因而 $D_{K\pi}(0) \neq 1$. 目前若不从动力学机制出发很难对 $D_{K\pi}(0)$ 进行估计. 我们将实验数据输入,定出 $D_{K\pi}(0)$, 作为以后从动力学角度研究问题的线索. 将 $\Gamma_{K_{e3}}$ 的实验值^[6]输入定出

$$D_{K\pi}(0) = 0.91 \quad (4.31)$$

从(4.31)看到,定出的 $D_{K\pi}(0) < 1$, 这是合理的. 因为在 SU_3 对称下, $D_{K\pi}(0)$ 是 1, 由于 SU_3 对称的破坏, K 、 π 之间有质量差, 也就是在 K 静止时, π 介子有一定的运动速度. 这就有洛伦兹收缩效应, 从而使 $D_{K\pi}(0)$ 变小.

用 λ_+ 可得

$$R = \frac{\Gamma(K_{\mu 3})}{\Gamma(K_{e 3})} = 0.63, \quad R^{* \text{实验}} = 0.67(1 \pm 0.044). \quad (4.32)$$

理论与实验是相符合的.

五、小 结

通过以上的讨论,可以得到以下几点看法:

1) 在层子的电磁相互作用哈密顿量中不引入反常磁矩项,用 SU_6 不对称的重子波函数可以得到质子的反常磁矩. 在对时空函数作正比假定下,可以较好地解释中子和 Λ 超子的磁矩. 在同一轨道分波只有一个独立的时空函数的假定下,可以较好地解释 $p \rightarrow \Delta(1236)$ 的磁跃迁为主的现象和磁跃迁形状因子.

2) 在层子的电磁相互作用哈密顿量中不引入反常磁矩,有可能解释以前曾存在的 π 介子电形状因子的零点问题. 在我们所取的近似下,可以给出与实验相符合的 $1^- \rightarrow 0^- \gamma$ 的宽度比例(除 $\rho \rightarrow \pi \gamma$ 外).

3) 在正比假定下,用 SU_6 不对称的 $\frac{1}{2}^+$ 重子波函数,同样可以较好地解释 $\frac{1}{2}^+$ 重子的半轻子衰变,特别是给出与实验相符合的 $\Lambda \rightarrow p e^- \bar{\nu}$ 过程的 $\frac{G_A}{G_V}$. 还可以较好地解释准弹性散射的截面. 对于 $\nu p \rightarrow \Delta^{++} \mu^-$ 过程的形状因子的零点 $G_3^+(0)$, 给出了与 PCAC 一致的结果,并且较好地解释这一过程的截面.

4) 对 K_{β} 衰变的 $\xi(0)$, 也得到比取满足 Bargmann-Wigner 条件的波函数时的结果要好的结果.

5) 对含有第三个层子的 $\frac{1}{2}^+$ 重子的磁矩, 从目前的各种模型还没有得到一个比较好的解释, 这是一个值得研究的问题。

6) 在正比假定下给出的 $\frac{\mu_p G_E^p(q^2)}{G_M^p(q^2)}$ 随 q^2 增加而上升, 在 $q^2 \leq 0.3 \text{ GeV}^2$ 时, 与 SLAC、DESY 的实验无明显矛盾, 在 q^2 大时, 与 DESY 实验矛盾。一般认为 DESY 实验准一些, SLAC 实验误差大一些。这个结果在 q^2 大时与实验有矛盾。这是由于什么原因引起的需要研究。

总之, 用 SU_6 不对称的重子波函数得到若干与实验相符合的结果, 有些结果比 SU_6 对称的波函数得到的结果好, 但 $\mu_p G_E^p / G_M^p$ 比 SU_6 的结果差。

参 考 文 献

- [1] 1966 年北京暑期物理讨论会上北京基本粒子理论组的论文。
- [2] 李炳安, 物理学报, **24** (1975), 21.
- [3] 李炳安, 物理学报, **24** (1975), 124.
李炳安, 阮同泽, 物理学报, **25** (1976), 331.
阮同泽, 李炳安, 物理学报, **26** (1977), 397.
- [4] 中国科学院原子能研究所基本粒子理论组, 原子能, **1966**, **3**, 157.
- [5] C. J. Bebek et al., *Phys. Rev.*, **D13** (1966), 25.
- [6] W. Bartel et al., *Nucl. Phys.*, **B58** (1973), 429.
- [7] R. Wilson, Proceedings of the 1971 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energy, 97.
- [8] Particle Data Group, *Rev. Mod. Phys.*, **48** (1976), 51.
- [9] M. Gourdin, P. H. Salin, *Nuovo Cimento*, **27** (1963), 193; **28** (1963), 1294.
- [10] P. Pillantini et al., *Nucl. Phys.*, **B13** (1969), 320.
- [11] P. Noelle et al., *Nucl. Phys.*, **B26** (1971), 461.
- [12] R. L. Walker, 4th International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies (1969), 23.
- [13] G. Morpurgo, 14th International Conference on High-Energy Physics, Vienna (1968), 225.
- [14] L. Durand et al., *Phys. Rev.*, **126** (1962), 1882.
- [15] C. Bemporad, Proceedings of the 1975 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, 113.
- [16] D. H. Perkin, *ibid.*, 571.
- [17] P. A. Schreiner, F. Von Hippel, *Nucl. Phys.*, **B58** (1973), 333.

WAVE FUNCTIONS WITHOUT SU_6 SYMMETRY IN THE STRATON MODEL AND THEIR APPLICATIONS

LI BING-AN RUAN TONG-ZE

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

Abstract

On the basis of the straton model^[1], using the general groundstate wave functions of mesons and baryons given in ref. [2], we have constructed under some specific assumptions the meson and baryon wave functions without SU_6 symmetry. We apply these wave functions to explain the mesonic and baryonic properties of the electromagnetic and weak interactions; many results obtained are in agreement with the experiments.

By using the $\frac{1}{2}^+$ -baryon wave functions without SU_6 symmetry, we obtain an anomalous magnetic moment for the proton. There is no need to introduce an anomalous magnetic moment for the straton in the effective Hamiltonian of electromagnetic interaction between stratoms. Similarly, the magnetic moment of the neutron can also be explained.