

quark-diquark 模型和重子磁矩

谢 诒 成

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文指出 quark-diquark 模型可能改进对重子磁矩的符合而无须增加新的参数。用这个模型的一个计算给出了对 Σ^+ 和 Ξ^0 磁矩很好的符合。

朴素的非相对论夸克模型曾成功地解释了质子、中子和 Λ 超子的磁矩^[1,2]，然后， Σ^+ 和 Ξ^0 的磁矩的最新实验却不符合这个模型的预言^[3,4]。详细的比较列于表 2 中。已有一些作者尝试改进理论的计算^[5-7]，本文的做法是运用一个 quark-diquark 结构的波函数来计算磁矩。

自六十年代以来，很多作者曾讨论过 diquark 模型^[8,9]，虽然细节各不相同，这些工作都多少采用了这样一个相同的物理图象。在重子内部，有两种组分——quark 和 diquark，这 diquark 是两个 quark 的束缚态，并与第三个 quark 相互作用形成重子。众所周知，这种模型可以解释不存 20 重态重子^[10]和为什么重子和介子具有相同的 Regge 轨迹斜率^[11]。这个模型也被用于极化轻子-强子散射、深度非弹散射、 e^+e^- 湮灭和 PP 碰撞等过程的理论计算中来改进与实验的符合^[12-15]。下面我们可以看到，在讨论重子磁矩时，由于考虑到光子不仅与 quark 作用，还与 diquark 作用，就导致一个与朴素夸克模型 (naive quark model) 不同的关于重子磁矩的预言。

根据重子谱的分析^[10]，diquark 是属于味道——自旋 $SU(6)$ 空间的对称的 21 重态，这 21 重态可分解为味道三重态和自旋的单态及味道六重态和自旋三重态 (见表 1)。因此，属于 $SU(6)$ 56 重态的基态重子八重态波函数就可直接写出^[9]，例如，自旋向上的质子波函数是

$$\begin{aligned}
\left| P, \frac{1}{2} \right\rangle = & \frac{1}{3\sqrt{2}} \left[2s_1(+1)d \left(-\frac{1}{2} \right) - \sqrt{2} s_1(0)d \left(\frac{1}{2} \right) \right. \\
& \left. - \sqrt{2} s_2(+1)u \left(-\frac{1}{2} \right) + s_2(0)u \left(\frac{1}{2} \right) \right] \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} t_1(0)u \left(\frac{1}{2} \right) \quad (1)
\end{aligned}$$

其中， s_i 和 t_i 分别是列于表 1 中的自旋三重态和自旋单态的 diquark，括弧中表示 quark 或 diquark 的自旋取向。这里我们没有引进任何的 $SU(6)$ 对称破坏参数^[9]，以用

尽可能少的参数来研究这个模型。

$$\text{我们假定重子磁矩算符为: } \mathbf{M} = \mathbf{M}_D + \mathbf{M}_q \quad (2)$$

其中 M_q 是 quark 的磁矩算符, M_D 是 diquark 的磁矩算符. 重子磁矩由取算符(2)在波函数(1)下的期望值给出. 这表明重子磁矩是 quark 磁矩和 diquark 磁矩的相加.

关于 quark 磁矩算符 M_q , 与朴素夸克模型一样, 假设为

$$\mathbf{M}_q = \frac{e}{2m_q} Q\boldsymbol{\sigma} = \mu_q Q\boldsymbol{\sigma} \quad (3)$$

其中 Q 和 $\boldsymbol{\sigma}$ 分别是 quark 的电荷和自旋算符. 下标 q 表示不同的 quark: u, d, s . 作为组成夸克质量 m_q , 我们取 $m_u = m_d < m_s$, 并用 μ_u 和 $R \equiv \frac{m_s}{m_u}$ 作为计算中的两个参数, 这就是说, 通过引进夸克质量差破坏 $SU(3)$ 对称性. 这两个参数由实验数据来定.

$$\text{对于 } \mathbf{M}_D, \text{ 我们作如下的假设 } \mathbf{M}_D = \frac{e}{m_1 + m_2} (Q_1\boldsymbol{\sigma}_1 + Q_2\boldsymbol{\sigma}_2) \quad (4)$$

其中下标 1 或 2 表示该算符作用于 diquark 的第一个或第二个 quark 上. 由于目前对强子内部的动力学不够清楚, 要给这个假设以一个真正动力学证明是不可能的, 我们可以如下说明选择(4)的理由.

由于朴素夸克模型对 P, N, Λ 磁矩的成功, 新的模型应对朴素夸克模型作最小的改变. 显然, 当(4)中取极限 $m_1 = m_2 = m_q$ 时, 我们就回到朴素夸克模型.

而算符(4)又确实具有一个磁矩矢量算符的正确性质, 并以最简单的方式把 diquark 的磁矩表示为两个 quark 磁矩的相干总和. 注意到(4)可写为

$$\mathbf{M}_D = \frac{e}{2(m_1 + m_2)} (\mathbf{Q}_1 + \mathbf{Q}_2) \quad (6)$$

$$\text{及 } \mathbf{Q}_1 = (Q_1 + Q_2)(\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2), \quad \mathbf{Q}_2 = (Q_1 - Q_2)(\boldsymbol{\sigma}_1 - \boldsymbol{\sigma}_2) \quad (7)$$

$$\text{对于 diquark 的磁矩我们就有 } \langle s(+1) | \mathbf{Q}_1 \cdot \mathbf{k} | s(+1) \rangle = \frac{(Q_1 + Q_2)e}{2(m_1 + m_2)} \quad (8.1)$$

$$\langle s(m) | \mathbf{Q}_2 \cdot \mathbf{k} | s(m) \rangle = 0$$

$$\text{非零跃迁磁矩: } \langle s(0) | \mathbf{Q}_2 \cdot \mathbf{k} | t(0) \rangle \neq 0 \quad (8.2)$$

$$\text{当然, 还有: } \langle t(0) | \mathbf{Q}_{1,2} \cdot \mathbf{k} | t(0) \rangle = 0, \quad \langle s(m) | \mathbf{Q}_1 \cdot \mathbf{k} | t(0) \rangle = 0 \quad (8.3)$$

其中括弧内为 diquark 自旋取向, $m = \pm 1, 0$.

这样, 取算符(2)在波函数(1)的期望值并运用(5)、(6)、(8)式, 我们得到下面的重子磁矩公式:

$$\mu(N) = -\frac{2}{3} \mu \quad (9.1)$$

$$\mu(\Lambda) = -\frac{2}{9} \left(R + \frac{R}{R+1} \right) \mu \quad (9.2)$$

$$\mu(\Sigma^+) = \frac{2}{27} \left(8 + 5R + \frac{R}{R+1} \right) \mu \quad (9.3)$$

$$\mu(\Sigma^0) = \frac{2}{27} \left(2 + 2R + \frac{R}{R+1} \right) \mu \quad (9.4)$$

表 1 diquark 的量子数

diquark	I (同位旋)	I_3	Y	Q	自旋	所含夸克成份
s_1	1	+1	2/3	4/3	1	u, u
s_2	1	0	2/3	1/3	1	u, d
s_3	1	-1	2/3	-2/3	1	d, d
s_4	1/2	1/2	-1/3	1/3	1	u, s
s_5	1/2	-1/2	-1/3	-2/3	1	d, s
s_6	0	0	-4/3	-2/3	1	s, s
t_1	0	0	2/3	1/3	0	u, d
t_2	1/2	1/2	-1/3	1/3	0	u, s
t_3	1/2	-1/2	-1/3	-2/3	0	d, s

表 2 理论值与实验值的比较

重子	实验磁矩	朴素夸克模型 ($R = \frac{m_u}{m_s} = 0.622^*$)	quark-diquark 模型
P	2.793 ^(a)	2.793*	2.793*
N	-1.91 ^(a)	-1.86	-1.862
Λ	-0.613 ± 0.005 ^(b)	-0.60	-0.613*
Σ^+	2.33 ± 0.13 ^(c)	2.67	2.45
Σ^0		0.81	0.77
Σ^-	-1.41 ± 0.25 ^(a)	-1.05	-0.92
Ξ^0	-1.253 ± 0.014 ^(d)	-1.39	-1.25
Ξ^-	-1.85 ± 0.75 ^(a)	-0.46	-0.50

* 输入值

(a) 见文献 [16] (b) 见文献 [17] (c) 见文献 [3] (d) 见文献 [4].

$$\mu(\Sigma^-) = -\frac{2}{27} \left(4 + R - \frac{R}{R+1} \right) \mu \quad (9.5)$$

$$\mu(\Xi^0) = -\frac{2}{27} \left(1 + 4R + 8 \frac{R}{R+1} \right) \mu \quad (9.6)$$

$$\mu(\Xi^-) = \frac{1}{27} \left(1 - 8R - 4 \frac{R}{R+1} \right) \mu \quad (9.7)$$

这里,除了与朴素夸克模型所用参数相同的 μ 和 R 以外,没有任何新的参数. 显然,当取 $R = 1$ 时(9)式将回到 Coleman-Glashow 关系^[2], $SU(2)$ 关系 $\mu(\Sigma^+) + \mu(\Sigma^-) = 2\mu(\Sigma^0)$ 也仍然成立.

代入实验值 $\mu(P) = 2.793$ 和 $\mu(\Lambda) = -0.613$ 到 (9.1) 和 (9.3) 中便定出

$$\mu = 2.793 \quad (10)$$

$$R = 0.55$$

把(10)代入(9)的其它式,就定出所有八重态重子的磁矩,数值列于表2中,并与实验值比较。 $\mu(\Sigma^+)$ 和 $\mu(\Xi^0)$ 都很好符合于实验数据。对 $\mu(\Sigma^-)$ 和 $\mu(\Xi^-)$,由于目前实验误差太大,我们期待着更精确的测量。

从这个计算可以得出结论:考虑质量破坏的SU(6)-quark-diquark模型可以用最少的参数改进朴素夸克模型对重子磁矩的预言。当然,这个模型还应从更广泛的现象中得到检验。

作者感谢西德海德堡大学理论物理所的好客及各种支持,特别感谢 B. Stech 教授、D. Gromes 教授和 M. Schmit 教授的许多有益的讨论和建议。

参 考 文 献

- [1] S. Coleman and S. L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.*, **6** (1961), 423.
- [2] A. De Rujula, H. Georgi, and S. L. Glashow, *Phys. Rev. D***12**, H. J. Lipkin, *Phys. Rev. Lett.*, **41** (1978), 1629.
- [3] G. Bunce et al., *Phys. Lett.*, **86B** (1979), 368.
- [4] P. T. Cox et al., *Phys. Rev. Lett.*, **4b**, (1981), 877.
- [5] R. C. Verna, *Phys. Rev.*, **D22** (1980), 1156.
- [6] J. Franklin, *Phys. Rev. Lett.*, **45** (1980), 1607.
- [7] G. E. Brown et al., *Phys. Lett.*, **97B** (1980), 423.
- [8] M. Ida and R. Kobayashi, *Progr. Theor. Phys.*, **36** (1966), 846.
- [9] D. B. Lichtenberg and L. J. Tassie, *Phys. Rev.*, **155** (1967), 1601.
- [10] R. E. Cutkosky and R. E. Hendrick, *Phys. Rev.*, **D16** (1977) 2902 J. Carroll, D. B. Lichtenberg, and J. Franklin, *Phys. Rev.*, **174** (1968), 1681.
- [11] G. F. Chew and C. Rosenzweig, *Phys. Rep.*, **41C** (1978), 263.
- [12] M. I. Pavkovic, *Phys. Rev.*, **D13** (1976), 2128. J. Franklin, *Phys. Rev.*, **D16** (1977), 21.
- [13] S. Ono, *Phys. Rev.*, **D10**, (1974), 3124; **12** (1975), 2698. M. I. Pavkovic, *ibid.*, **13** (1976), 2123 *Lett. Nuovo Cimento*, **16** (1976), 168.
- [14] L. F. Abbott, E. L. Berger, R. Blankenbecler, and G. L. Kane, *Phys. Lett.*, **88B** (1979), 157.
- [15] D. Beavis and B. R. Desai, *Phys. Rev.*, **D23** (1981), 23.
- [16] L. Schachinger et al., *Phys. Rev. Lett.*, **41** (1978), 1348.
- [17] Particle Data Group, *Rev. Mod. Phys.*, (1980) 520.

THE BARYON MAGNETIC MOMENT IN A QUARK-DIQUARK MODEL

XIE YI-CHENG

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

It is pointed out that a quark-diquark model might improve the fit to baryonic magnetic moments with a minimum of parameters. A calculation by using this model gives good agreement with the magnetic moment of Σ^+ and Ξ^0 .

更 正

本刊第6卷第3期327页图3中PWIA的计算结果(即以虚曲线表示)在 $q=200\text{MeV}/c$ 附近的虚曲线上没有两个圆点,特此更正。