

- 1135.
- [3] W. J. Wiegand et al., *APL*, 26-10(1975), 554.
- [4] A. C. Eckbreth et al., AIAA Paper, No. 72-723.
- [5] J. Tulip et al., *APL*, 27-1(1975), 15-17.
- [6] A. C. Eckbreth et al., *IEEE, J. Quant. Electr.*, QE-8, 2(1972), 139-144.
- [7] A. C. Eckbreth et al., *Rev. Sci. Instr.*, 43-7(1972), 995-998.
- [8] 藤沢彰, 電気学会論文誌, 95A-12(1975), 519-524. 電気通信学会論文誌, 59C-5(1976), 273.
- [9] A. E. Hill, *APL*, 18-5(1971), 194-197.
- [10] E. V. Locke et al., US Pat., No. 3810043.
- [11] П. И. Беломестнов и др., *Ж. Прикл. Механ. Тех. Физ.*, вып. 1 (1974), 4-12.
- [12] N. Ben-Yosef et al., *J. Phys. E. Sci. Instrum.*, 4-9(1971), 708-709.
- [13] Masafumi Mamoba et al., Technology Report of Osaka University, 23-1121-1154 (1973), 443-453.
- [14] W. B. Tiffany et al., *APL*, 15-3(1969), 91-93.
- R. Trag et al., *APL*, 15-9(1969), 302-304.
- [15] A. C. Eckbreth et al., *APL*, 19-4(1971), 101-103.
- [16] W. Davis et al., AIAA Paper, No. 72-722.
- [17] J. D. Foster et al., US Pat., No. 3772610.
- [18] 秋业稔光ほか, レーザ-研究, 4-3(1976), 242-248.
- [19] Н. Т. Басов и др., *Успехи. Физ. Наук*, 114-2(1974), 213-247.
- [20] Е. П. Велихов и др., *Письма В ЖЭТФ*, 9-6(1974), 364-368.
- [21] E. V. Locke, 1973 IEEE/OSA Conf. Laser Engineering and Application.
- [22] E. Hoag et al., *Applied Optics*, 13-8(1974), 1959.
- [23] E. V. Locke et al., US Pat., No. 3817606.

强子复合模型理论的发展与现状

李锡奎 郑哲洙

(延边大学物理系)

一、引言

基本粒子并不是最终粒子,它是具有内部结构的,是由比它更基本的其他粒子所构成的。这是目前由强子的复合模型理论得出的公认的结论。直到五十年代末,所发现的基本粒子只有二十几种,但由于高能加速器实验技术的迅速发展,从六十年代起陆续发现了大量的强相互作用粒子,至今发现的基本粒子已达 300 余种。

在高能碰撞实验基础上发展起来的强子质谱学表明,这些强子中的大多数是激发态强子,这完全类似于处在激发态的原子。

进入七十年代,1974 年末美国 BNL 的丁肇中和 SLAC 的 Richter 各自独立地发现了 $J(\psi)$ 粒子,它是属于介子类的矢量介子。1976 年夏季 SLAC 又发现了 D^0 , \bar{D}^0 , D^+ 和 D^- 粒子,它们是属于介子类的赝标量介子。最近,用质子打击原子核的高能反应实验中,在 9.5 GeV 附近发

现了新的共振,这个激发态粒子称为 $\Upsilon(9.5)$ 粒子,它的质量比质子质量大 10 倍。这些粒子的不少特性,用过去的理论无法解释,它们的发现对高能物理理论和实验提出了新的课题。

从理论发展方面看来,1953 年确立了盖尔曼-西岛关系式:

$$Q = I_3 + \frac{B + S}{2},$$

式中 Q 为电荷数, I_3 为同位旋第三分量, B 为重子数, S 为奇异数,或者可用超荷 $Y = B + S$ 表示。1956 年,坂田^[1]根据盖尔曼-西岛关系式提出了所谓坂田模型。他认为基本粒子并不都是基本的,而是由 p , n , Λ 及其反粒子所构成的。此后, Gell-Mann 和 Neeman 提出了分类基本粒子的 $SU(3)$ 群 8 重态方案,他们把重子 p , n , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Λ , Ξ^- , Ξ^0 作为 $SU(3)$ 的 8 重项。在这些工作的基础上,1964 年 Gell-Mann 提出了夸克模型^[2],指出 8 重项和 10 重项可由 $SU(3)$ 群的直乘分解来表示如下形式:

$$\underline{3} \otimes \underline{3}^* = \underline{1} \oplus \underline{8},$$

$$\underline{3} \otimes \underline{3} \otimes \underline{3} = \underline{1} \oplus \underline{8} \oplus \underline{8} \oplus \underline{10}.$$

作为 $SU(3)$ 的基矢对应于三种夸克 u, d, s 。此后不久,我国物理学家在 1966 年提出了强子由三种层子所构成的层子模型^[3]。

在上述的强子复合模型的基础上,从 1966 年以后人们开始大量研究构成强子的基础粒子(夸克或层子)的内部运动,并提出了构成粒子在强子内部运动的非相对论谐振子模型。到 1972 年这个模型发展到相对论谐振子模型。

发现新粒子 $J(\psi)$ 以后,人们为了解释它的一些特性,引入了第四种夸克 c ,叫做粲层子(charm)。

本文综合介绍,上述基本粒子复合模型的主要内容及最近的发展趋向。

二、强子结构模型与对称性理论

根据夸克模型,所有的强子都是由三种夸克或三种反夸克构成的复合系统。

按盖尔曼-西岛关系式可得这三种夸克所具有的量子数,如表 1 所示。可见,这些夸克具有分数电荷。它们在强相互作用下可以看做同

一个粒子的不同状态,并对应于三维复矢空间中的三个基矢。对于这个复矢空间中的三维么正变换群 $U(3)$ 或单模么正群 $SU(3)$ (生成子称为么正旋),物理定律保持不变,这就是 $SU(3)$ 对称性理论。 $SU(3)$ 对称性是熟知的同位旋对称性的进一步推广^[4]。

表 1 三种夸克的量子数

	$u(p)$	$d(n)$	$s(A)$
B	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$
Q	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
S	0	0	-1
I	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0
I_z	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0

根据 $SU(3)$ 理论,强子可用 $SU(3)$ 群的不可约表示的基矢来描述。例如,介子是由正反夸克所组成的,那么用群的直乘分解可得 $\underline{3} \otimes \underline{3}^* = \underline{1} \oplus \underline{8}$,即介子可分类为单态和 8 重态。对重子(反重子)而言,它是由三个夸克(反夸

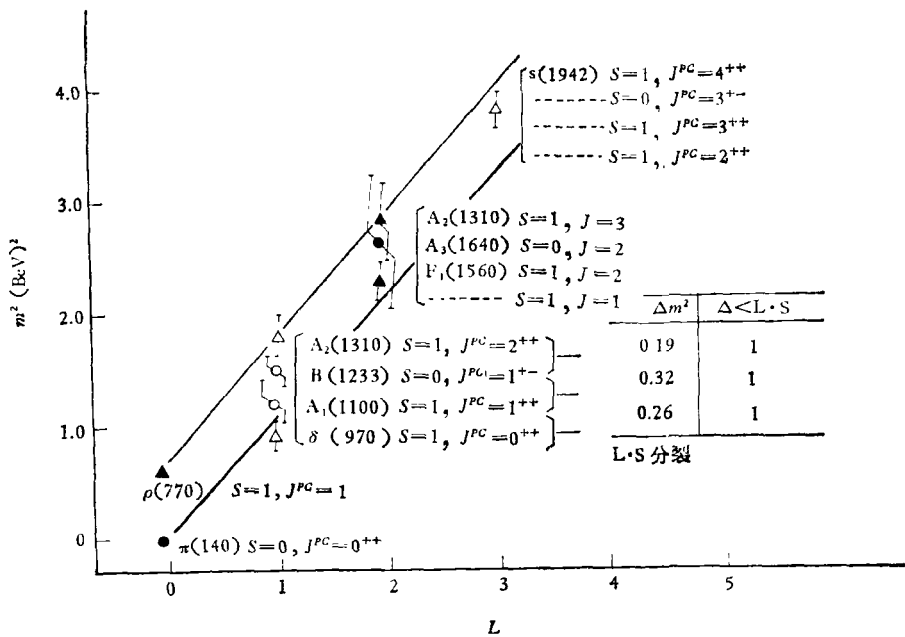


图 1 介子的 $SU(6) \otimes O(3)$ 分类

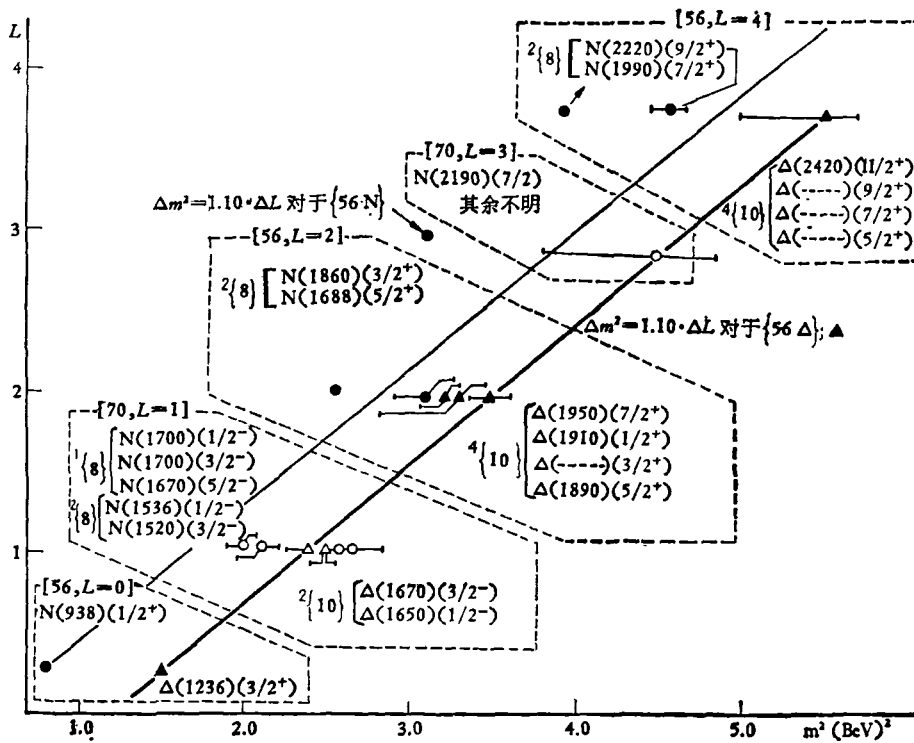


图2 重子的 $SU(6) \otimes O(3)$ 分类 (π -n 系)

克) 构成的, 按直乘分解可得, $\underline{3} \otimes \underline{3} \otimes \underline{3} = \underline{1} \oplus \underline{8} \oplus \underline{8} \oplus \underline{10}$, 即重子可分类为单态, 两个 8 重态和 10 重态. 实验与理论结果表明, 现有的绝大多数强子确实都遵循这样的分类^[5] (参看图 1 和 2).

根据夸克模型, 夸克的自旋为 1/2. 因此, 除上述么正旋外, 还必须考虑自旋自由度对粒子分类的贡献. 此时, 上述三维复矢空间变为六维复矢空间. 这样把 $SU(3)$ 对称性理论推广到六维复矢空间, 将会得到 $SU(6)$ 对称性理论^[6]. 按照 $SU(6)$ 对称性理论, 介子和重子的直乘分解各为

$$\underline{6} \otimes \underline{6}^* = \underline{35} \oplus \underline{1},$$

$$\underline{6} \otimes \underline{6} \otimes \underline{6} = \underline{56} \oplus \underline{70} \oplus \underline{70} \oplus \underline{20},$$

亦即, 介子可分类为 35 重态和单态; 重子可分类为 56 重态, 两个 70 重态和 20 重态. 实验结果的分析表明, 除尚未发现的 20 重态粒子外, 其余粒子的上述分类是合乎实际的.

上述 $SU(3)$ 对称性理论成功地解释了 0^- , 1^- 介子 8 重态以及 $\frac{1}{2}^+$ 重子 8 重态和 $\frac{3}{2}^-$ 重子

10 重态, 但对其他的多重态尚未得到圆满解决. 发展 $SU(3)$ 理论而建立起来的 $SU(6)$ 对称性理论, 对强子分类等问题上获得了一些成果, 但它也不是完善的. 特别是, $SU(6)$ 对称性理论把自旋角动量和轨道角动量分离开来, 只是把自旋角动量和 $SU(3)$ 么正旋统一起来, 形成一个更高的 $SU(6)$ 对称性, 因而粒子的运动方程就不满足 $SU(6)$ 对称性. 正因为这样, $SU(6)$ 对称性理论只能对粒子的静态性质给出近似符合的结果.

构成强子的夸克是在强子内作相对运动的. 假设夸克的相对运动是非相对论的, 那末这个相对运动的自由度 $O(3)$ 和上述 $SU(6)$ 的自由度分别加以考虑, 提出了所谓 $SU(6) \otimes O(3)$ ^[7] 理论. 夸克在强子内部的轨道运动看做谐振子型势场中的运动, 这就是非相对论谐振子模型.

在图 1 中表示, $I=1$ 介子的 $SU(6) \otimes O(3)$ 分类方案. 在图中的所有粒子都是属于 $SU(3)$ 八维表示的, 两条直线是从 $\rho(770)$ 和 $\pi(140)$

起以斜率 $\alpha' = [1.10(\text{BeV})^2]^{-1}$ 画出的。如图所示;对 $I = 1$ 的粒子而言,完全确定了 $L = 0$ 和 $L = 1$ 的所有粒子,但对 $L = 2, 3$ 的粒子而言,分类是不完全的。此外, S 相同, L 相同而 J 不同的粒子分别处于等间距的直线上,显然这是 $L \cdot S$ 耦合所产生的。

$SU(6) \otimes O(3)$ 理论对重子的解释比介子更有成效。由图 2 表示, π - n 系重子的 $SU(6) \otimes O(3)$ 分类方案。图中 $n(938), \Delta(1236)$ 分别表示 $I = \frac{1}{2}$ 和 $I = \frac{3}{2}$ 的粒子。[56, $L = 0$] 表示由点线围起来的一群粒子,这些粒子属于 $L = 0$, $SU(6)56$ 维表示,图中 $2\{8\}$ 等符号表示 $2^{2+1}\{SU(3)$ 的维数}。两条直线是从 $n(938)$ 与 $\Delta(1236)$ 起以斜率 $\alpha' = (1.10 \text{ BeV}^2)^{-1}$ 画出的。由图可知, [56, $L = 0$] 和 [70, $L = 1$] 所预期的一切 n, Δ 粒子都被确定的,而对 [56, $L = 2$] 来说,除一个粒子外都可确定,其余的分类是不完善的。

三、相对论夸克模型

1. $\tilde{U}(12) \otimes O(3.1)$ 理论

前已指出,如果我们认为夸克具有泡利自旋,那末 $SU(3)$ 理论推广到六维复矢空间的 $SU(6)$ 理论。如果夸克具有狄拉克自旋,则就推广到12维复矢空间的变换群 $\tilde{U}(12)$ 。当夸克在强子内作相对论性运动时,相对论时空自由度 $O(3, 1)$ 和 $\tilde{U}(12)$ 自由度分别加以考虑,提出了所谓 $\tilde{U}(12) \otimes O(3.1)$ 理论^[10],这就是非相对论夸克模型 $SU(6) \otimes O(3)$ 的推广。其特点就是用相对论运动规律描述整个基本粒子及构成它们的夸克,并在基本粒子相对静止的坐标系中,这个理论归结于 $SU(6) \otimes O(3)$ 理论。

2. 相对论谐振子模型

相对论谐振子模型^[6]是根据 $\tilde{U}(12) \otimes O(3.1)$ 理论提出来的一个重要模型。这个模型假定,作为强子的质量项采取构成它的夸克的质量项之和,即重子和介子的质量项各取为

$$m_B^2(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = \sum_{i=1}^3 m^2(\xi_i) + U_B,$$

$$m_M^2(\xi, \eta) = m^2(\xi) + m^2(\eta) + U_M,$$

并且把夸克间的相互作用看成四维谐振子势。因此,作为上述夸克的质量项 $m^2(\xi)$,选定如下的四维谐振子:

$$m^2(\xi) = a_\mu^\dagger a_\mu \omega.$$

$$\omega = \lambda K,$$

$$a_\mu = -i \left(\frac{\partial}{\partial \xi_\mu} + K \xi_\mu \right) / \sqrt{2K},$$

$$a_\mu^\dagger = -i \left(\frac{\partial}{\partial \xi_\mu} - K \xi_\mu \right) / \sqrt{2K},$$

式中 λ 和 K 是参量。

胡宁^[9]利用此模型进行了介子的质量分析,结果是很有成效的。此外,对核子的电磁形状因子的分析,得到了与实验符合较好的结果^[10]。

这个模型的特点是虽在相对论范畴里讨论基本粒子的束缚态运动,但和 Bethe-Salpeter 方程不同,能得到规一化的波函数,但动力学机制及其他问题的处理存在不少困难。例如,用相对论谐振子模型讨论强子的衰变过程时,虽在定性上得到一些成果^[8,11],但对定量的讨论还有不少困难。

四、层子模型

1. 相对论层子模型

1966年,我国物理工作者提出了强子结构的层子模型^[3],三种层子 p, n, λ 的超荷,同位旋,电荷是和三种夸克相同。强子是层子的强耦合束缚态,介子由正反层子构成,重子由三个层子或三个反层子构成。

由于束缚态场论的 Bethe-Salpeter 方程求解十分困难,相对论层子模型根据实验所支持的对称性质导出介子和重子的波函数。这个模型假定这些波函数具有近似的 $SU(6) \otimes O(3)$ 对称性,并可以写出在质心系具有这种对称性的低激发态强子的波函数。

用上述方法得到的重子波函数,可以计算核子的电磁形状因子^[12]。质子的电与磁形状因

子的比值是较好地符合于实验值, 中子的电形状因子在 $q^2 = 0$ 点的斜率是

$$\left. \frac{dG_E^2(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0} = -0.73(\text{GeV})^{-2}.$$

实验值为 -0.495 ± 0.010 , 理论值与实验值的偏离大约有 40%.

用这个模型还计算了 $\Delta S = 0$ 的弹性反应过程^[13] $\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$, 结果自然导出了轴矢流的形状因子, 这是对相对论层子模型的有力支持. 此外, 对反应 $\nu p \rightarrow \Delta^{++}(1236)\mu^-$ 进行了讨论, 结果得出与轴矢流部分守恒 (PCAC) 理论一致的轴矢流形状因子.

2. 层子模型的协变场论方法

把层子看做自旋为 1/2 的基本量子场, 并把原有的量子场论方法直接运用到层子场里, 这是层子模型的协变场论方法的立足点.

介子是由层子与反层子构成的复合系统, 因而四维动量为 P 的 0^- 介子的波函数可写为

$$\chi_p(x_1, x_2) = \langle 0 | T(\psi(x_1)\bar{\psi}(x_2)) | P \rangle$$

同时 1^- 介子的波函数为

$$\chi_p^\sigma(x_1, x_2) = \langle 0 | T(\psi(x_1)\bar{\psi}(x_2)) | P, \sigma \rangle.$$

介子分解成层子对的顶角贡献为

$$(2\pi)^4 \delta^4(P - P_1 + P_2) \Gamma(P_1, P_2).$$

每条层子内线贡献为

$$\int d^4P S_F(P) = \int d^4P \frac{i}{(2\pi)^4} \frac{i\hat{P} - M}{P^2 + M^2}.$$

对各种衰变和反应过程, 按上述方法均可写出对应的费曼图, 即可写出这些过程的 S 矩阵元.

把这种方法应用于强子的弱作用与电磁作用方面, 都取得了一定的成功^[14], 亦即, 电磁作用和弱作用的量子场论规律在强子内部基本上仍是适用的^[15]. 此外, 还有人认为越来越深入揭示出来的强子内超微观物理现象的特性表明, 需要建立起另一种新的层子动力学, 目前正在广泛研究的量子色动力学^[16], 就是这种尝试之一.

目前对基本粒子结构的研究, 与当初对原子核结构的研究颇相似. 原子核由核子构成,

核子之间产生强相互作用的核力场的量子是 π 介子. 强子由层子构成, 层子之间产生超强相互作用的层子场的量子就是胶子 (gluon).

五、新粒子与复合模型

前已指出, 超强相互作用具有近似的 $SU(3)$ 对称性. 但属于 $SU(3)$ 群基础表示的夸克至今还未发现, 这是目前复合模型所面临的根本问题之一. 如果夸克不是实在的粒子, 那么强子结构的各种对称性理论都只不过是纯粹的数学手段而已. 当然, 最近几年来复合模型理论所获得的成就及高能物理实验的进展, 迫使人们相信强子是有结构的, 夸克将是实在的. 然而, 这种复合模型理论也不是完善的, 还存在一些原则性的困难.

1. 束缚态问题

1969 年到 1972 年间的高能电子和中微子对核子的深度非弹性散射实验表明, 核子的确是由点状粒子组成, 并且这些点状粒子的有效电荷为 $-e/3$ 或 $2e/3$. 这是夸克真实存在的重要证据, 是对 $SU(3)$ 对称性理论的有力支持. 在高能散射实验中, 粒子的能量高到可忽略强子的结合能时 ($E \approx 100 \text{ BeV}^2$), 构成它的夸克可近似地看做自由粒子. 这时强子间的散射振幅可由每个夸克的散射振幅之和来表示, 因此, 介子与重子散射和重子与重子散射的截面之比 σ_{MB}/σ_{BB} 应正比于介子和重子中的夸克数目, 因而必须有 $\sigma_{MB}/\sigma_{BB} = 2/3$. 在 $E \approx 100 \text{ BeV}^2$ 领域中的实验结果得出

$$\sigma_{\pi^-p}/\sigma_{pp} = 24 \text{ mb}/39 \text{ mb} = 1.8/3$$

$$\sigma_{\pi^+p}/\sigma_{pp} = 23 \text{ mb}/39 \text{ mb} = 1.8/3$$

理论值较好地符合于实验值.

$(q\bar{q})$ 或 (qqq) 要以很大的结合能束缚在一个很小的空间领域里. 如果在强子内夸克的运动是非相对论的, 则根据测不准关系能够设想夸克的质量为 $M \geq 5 \text{ BeV}$, 相互作用力的作用范围为 $r \approx (1 \text{ BeV})^{-1}$. 例如, 在 $(q\bar{q})$ 复合系统中夸克的动能为

$$T \sim \left(\frac{1}{2} M\right) (\Delta P)^2 \sim \left(\frac{1}{2} M\right) \left(\frac{1}{r}\right)^2,$$

即有

$$T/M \sim \left(\frac{1}{2}\right) \left(\frac{1}{Mr}\right)^2 \sim \frac{1}{50}.$$

值得注意的是,在此场合具有几乎全部抵消静止质量的结合能,而同时粒子数(夸克数+反夸克数)仍成为好量子数,这个问题以通常的相互作用力观念则是难于理解的。

2. 统计问题

$SU(6)$ 对称性理论指出,夸克不满足通常的粒子所具有的自旋与统计的关系,亦即夸克具有 $1/2$ 的自旋,却遵从玻色统计。对强子磁矩的分析也得出同样的结果。若把强子的磁矩看做为构成它的夸克的磁矩之和,则核子的磁矩由表 2 表示。从表中可以看出,若夸克遵从玻色统计,则 p 和 n 的磁矩的理论比值等于 $\mu_p/\mu_n = -3/2$, 这很接近于实验值。但是,若夸克遵从费米统计,则上述理论比值同实验值的相差很大。

为解决统计问题上的上述困难,引进一个新的自由度,认为夸克还具有至今没有考虑到的隐蔽的自由度,若把这个自由度也考虑进去,夸克就恢复自己的费米统计性。

最近盖尔曼提出彩色夸克模型。在这个模型中,三个夸克保留原来的量子数,并引入每种夸克都具有三种颜色这种新自由度,对强子而言,这个新自由度起着隐变数的作用。

在此之前,探讨统计问题时又提出了夸克遵从序数 $p=3$ 的 para 统计的 para 夸克模型^[27]。最近的研究表明,para 夸克模型和彩色夸克模型之间具有不少的类似性^[18]。

表 2 核子的磁矩

	理论值		实验值
	对称 ($SU(6), \underline{56}$)	反对称 ($SU(6), \underline{20}$)	
p	$1 \times \frac{e\hbar}{2Mc} k$	$-\frac{1}{3} \times \frac{e\hbar}{3Mc} k$	$2.79 \times \frac{e\hbar}{2m_p c}$
n	$-\frac{2}{3} \times \frac{e\hbar}{2Mc} k$	$\frac{2}{3} \times \frac{e\hbar}{2Mc} k$	$-1.9 \times \frac{e\hbar}{2m_p c}$

3. 新粒子与夸克

1974年,发现了新粒子 $J(\psi)$, 它的特点是质量很大,衰变宽度很窄,与通常的强子很不相同。

最近,对 $J(\psi)$ 粒子提出了一些理论。其中比较成功的理论认为, $J(\psi)$ 粒子是由第四种夸克 c 和 \bar{c} 构成的。粲子 c 具有新量子数,即粲子数 $C=1$, 它所具有的其他量子数为 $Q = \frac{2}{3}$,

$J = \frac{1}{2}, I = 0, S = 0$ 。按此理论, $J(\psi)$ 粒子的衰变宽度很窄的问题能够用强相互作用中不满足粲子数守恒的过程被禁戒的事实加以解释。

根据这个理论,所有的强子是由四种夸克 u, d, s, c 及其反夸克构成的。在这种情况下,介子的复合模型如下:

已知介子: $u\bar{u}, d\bar{d}, u\bar{d}, d\bar{u}, u\bar{s}, s\bar{u}, d\bar{s}, s\bar{d}$ 。

不具有新量子数(粲子数)的新粒子群: $c\bar{c}$ 。

具有新量子数的新粒子群: $u\bar{c}, c\bar{u}, d\bar{c}, c\bar{d}, s\bar{c}, c\bar{s}$ 。

由 1974 年以来新发现的粒子其可能的复合模型由表 3 表示。

表 3 新粒子的可能复合模型

名称	夸克状态	质量 (GeV/c^2)
矢 量 介 子		
$J(\psi)$	$c\bar{c}$	3.095, $J(\psi) \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ 等
D^{*+}, D^{*-}	$c\bar{d}, d\bar{c}$	2.009, $D^* \rightarrow D\pi, D\gamma$
D^{*0}, \bar{D}^{*0}	$c\bar{u}, u\bar{c}$	2.006
F^{*+}, F^{*-}	$c\bar{s}, s\bar{c}$? 未发现
赝 标 量 介 子		
η_c	$c\bar{c}$	不确实
D^+, D^-	$c\bar{d}, d\bar{c}$	1.869, $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$
D^0, \bar{D}^0	$c\bar{u}, u\bar{c}$	1.864, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+, K^-\pi^+\pi^-\pi^+$
F^+, F^-	$c\bar{s}, s\bar{c}$? 未发现

新粒子的发现推动了强子复合模型理论的进一步发展,并给这个理论以有力的支持,使人更确信了夸克的存在。目前,强子复合模型理论有成功的一面,也有困难的一面,有不少的问题尚待从理论与实验方面进一步探讨解决。

(下转第 318 页)