

- (1979).
- [9] W. Q. Jeffers, C. E. Wiswall et al., *J. Appl. Phys.*, **49**(1978), 2509.
- [10] S. J. Arnold et al., *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-14**(1978), 293.
- [11] 胡士珩, 张存浩等, *激光*, **7**(1980), 86.
- [12] J. J. Hinchey, R. H. Hobbs, *J. Chem. Phys.*, **65**(1976), 2732.
- [13] R. M. Osgood, Jr., *Appl. Phys. Lett.*, **28**(1976), 342.
- [14] H. N. Rutt, *J. Phys. D*, **12**(1979), 345.
- [15] W. E. McDermott et al, *Appl. Phys Lett.*, **32**(1978), 469.
- [16] D. J. Benard et al., *Appl. Phys. Lett.*, **34**(1979), 40.
- [17] J. J. Hinchey and R. H. Hobbs, *J. Appl. Phys.*, **50**(1979), 628.
- [18] T. F. Deutsch, *Appl. Phys. Lett.*, **11**(1967), 18.
- [19] E. Cuellar, G. C. Pimentel, *J. Chem. Phys.*, **71**(1979), 1385.
- [20] G. D. Downey, D. W. Robinson, J. H. Smith, *J. Chem. Phys.*, **66**(1977), 1685.
- [21] J. H. Smith, D. W. Robinson, *J. Chem. Phys.*, **68**(1978), 5474.
- [22] I. W. M. Smith, *Optics and Laser Technology*, **12**(1980), 77.

## 量 子 色 动 力 学

勾 亮                      郝 春

(中国科学院高能物理研究所) (黑龙江大学物理系)

量子色动力学(QCD)是一种尝试性强相互作用基本理论。在对强相互作用规律还没有完全认识的情况下,人们根据实验已经观测到的强相互作用性质以及寻找相互作用理论形式的一般原理——规范场论<sup>[1]</sup>,提出了量子色动力学。

目前,虽然这个理论的物理结果还不完全清楚,可是许多物理学家却相信它是强相互作用理论的一个最有希望的候选者。原因是到目前为止,所有可能检验它的预言的实验,在定性或半定量上都支持它,并且它在整理和指导高能物理实验上已经起到了重要的作用。因此,对那些致力于探索强相互作用理论的研究者,它具有巨大的吸引力。

值得指出的是,作为描写自然界中基本相互作用的理论的QCD,它所直接描写的强相互作用不是以前我们常常碰到的强子之间广泛存在的那种强相互作用,比如把核子束缚成原子核的那种强相互作用。QCD直接描述的强相互作用是构成强子的组份——夸克(或层子)之间的强相互作用。现在一般认为(还没有严格证明),强子之间广泛存在的那种强相互作用类似于分子(或原子)之间存在的范德瓦耳斯力。范德瓦耳斯力是把原子核和电子束缚成电中性

的原子(或分子)的库仑力的剩余力。而强子之间的强相互作用被看成是把带色夸克束缚成无色强子的强作用力的剩余力。

### 一、QCD 的实验基础

#### 1. 强子谱和夸克模型

到六十年代,已经发现了上百种的强子,它们的数目比当年门捷列夫排列元素周期表时发现的元素要多得多。人们自然要问,难道这些上百种的强子都是基本的吗?

根据实验测定的这些强子的性质,人们把这些强子分为两大类:自旋为半整数的重子和自旋为整数的介子。如果按照它们的性质,如自旋、宇称、同位旋和超荷进一步分类,就显示出明显的规律性。人们认为这些规律可能和门捷列夫元素周期表反映了原子结构一样,它反映了强子的内部结构。Gell-Mann<sup>[2]</sup>根据这个规律性和强子之间强相互作用所具有的对称性质提出,重子是由三个更基本的、带分数电荷的、自旋为1/2的夸克构成的,介子是由这样的正反夸克对构成的,这就是夸克模型。这些构成强子的夸克称价夸克。

利用这个模型进行理论计算表明,它确实

可以统一地解释强子谱的规律性，并且还可以解释强子的电磁跃迁和弱衰变性质以及核子磁矩等<sup>[3]</sup>。

但是，到现在为止还没有一个人真正观测到单个的夸克。所有已经“发现”的夸克及其性质都是从已经发现的强子的性质推测出来的。现在，人们推测有六种夸克存在。除了顶夸克(t)外，实验上都发现了由它们构成的强子。根据实验资料和理论分析定出了它们的一些性质(见表1)。

表 1

夸克种类(味)	符号	质量 (MeV/c <sup>2</sup> )*	电荷	重子数	自旋
上	u	5	2/3	1/3	1/2
下	d	10	-1/3	1/3	1/2
奇异	s	500	-1/3	1/3	1/2
粲	c	1500	2/3	1/3	1/2
底	b	4800	-1/3	1/3	1/2
顶	t <sup>***</sup>	?	2/3	1/3	1/2

\* 是估计值，因为夸克被囚禁在强子里，质量是个没解决的复杂问题。

\*\*\*? 直到现在还没发现由它构成的强子，最近 Glashow 预言，正反 t 夸克构成的强子的质量可能是  $38 \pm 2 \text{ GeV}$ 。

## 2. 轻子与强子的深度非弹性散射实验

人们至今还未观测到单个的自由夸克，那么夸克到底存在不存在呢？这里所述实验给出了比较令人信服的证据。这个实验与当初卢瑟福发现原子核的实验相类似。卢瑟福用  $\alpha$  粒子探测到了原子核的硬核存在。而轻子与强子的深度非弹性散射实验，则是用轻子探测强子里的夸克。

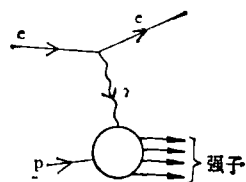


图 1 电子与质子深度非弹性实验示意图

图 1 所示是首先在美国斯坦福电子直线加速器中心所做的，用能量为  $20 \text{ GeV}$  的高能电子束打质子靶的实验。这个实验就是电子传递给质子以很大动量的深度非弹性散射实验。测量

物理

结果没发现打出带分数电荷的夸克。对这个非弹性散射截面的测量表明，电子并不像是跟整个质子发生散射，散射截面显示出标度无关性<sup>[4]</sup>的行为。这就意味着，电子是跟质子里的个别处于自由状态的类点组份发生硬散射(或弹性散射)。进一步分析表明，这些类点组份刚好具有夸克的性质——带分数电荷，自旋为  $1/2$ 。如果认为质子里的这些类点物质就是夸克，这就称为简单的夸克部分子模型。概括起来，从这个实验可以得到如下有关强子结构的知识：

(1) 在电子与质子深度非弹性散射实验中，虽然没打出自由夸克，但是电子通过虚光子‘看’到了质子里的夸克。

(2) 既然，在大传递动量下(根据测不准关系，相当于探测夸克小距离情况)电子探测到质子里的夸克彼此近似地处于自由状态(更准确地说，是作用很弱)，夸克的质量又不很大，为什么没打出夸克来呢？人们推测质子里的夸克之间的强作用具有渐近自由性质。就是说，当电子传递给质子的动量很大时，探测到小距离的强相互作用是很弱的；当被电子碰撞的夸克获得动量试图逃出质子时，随距离增加，强相互作用变强，最终把夸克拉住，囚禁在质子里。因而观察不到自由夸克。

(3) 那么，被碰撞的夸克的能量是怎样释放的呢？人们认为，当强子里夸克被碰撞而远离其他夸克时，势能将增加，当势能增加到足以产生强子(主要是正反夸克对)时，就沿着其运动方向产生新的强子。这样不断地产生新强子，直至能量释放完为止(见图 2)。如果真是如此，产生的末态的强子的运动方向将集中在被碰撞的夸克的运动方向。在轻子与强子深度非弹性散射和  $e^+e^-$  湮灭产生强子的实验里，产生的末态强子并不是随机地均匀分布在空间的各个方向，而只是集中在空间的某些方向，形成所谓强子喷注(jet)。在这个意义上讲，喷注带来了强子内部结构的信息，每个喷注代表着强子里的一个组份，而喷注的夹角反映了这些组份的某些运动状态。因此，实验上测量到喷

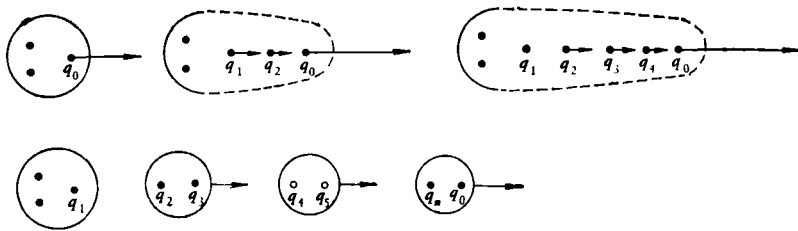


图2 当核子里的一个夸克被虚光子打上之后,形成许多强子的示意图

注也是强子里存在夸克的证据。

以上是用电子通过电磁作用探测强子结构,当人们用中微子  $\nu_\mu$ , 通过弱作用探测强子结构时,也得到了同样结论。

### 3. 夸克具有颜色自由度

在运用夸克模型描写强子时,遇到了自旋与统计的冲突。例如,由三个自旋为  $1/2$  的相同的  $s$  夸克构成的  $\Omega^-$  重子,它的总角动量是  $3/2$ 。实验表明它是由三个  $s$  夸克构成的最低能态,因此是处于空间对称的  $S$  态。而三个自旋为  $1/2$  粒子构成自旋  $3/2$  态必须是三个自旋平行的对称自旋态。计及空间和自旋,整个波函数是对称的。对于自旋为  $1/2$  的费密子体系,违反了自旋与统计的关系。为了解决这一困难,人们给夸克引进新的自由度,使每个味道的夸克都具有三种颜色(俗称红黄蓝),使重子处在颜色全反对称态(或色单态),因此是无色的,这与没看到带颜色夸克是一致的。而构成介子的正反夸克对也是互为反色,介子也是无色的。这样就克服了这个困难。

关于每个味夸克具有三种颜色自由度,还有其他证据。例如,在用夸克部分子模型解释实验测量的  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  衰变率以及  $e^+e^-$  湮灭到强子截面与湮灭到  $\mu^+\mu^-$  截面之比的  $R$  值时,要使理论与实验符合,必须对每个味夸克引进三种颜色自由度。

综上所述,从实验测量到的强子和它的衰变、产生性质,人们可以推测夸克及其三种颜色内部自由度的存在,这就是 QCD 的实验基础。

## 二、寻找相互作用理论形式的规范场论

QCD 的建立,除了以上所述的实验基础

外,起主导作用的是规范场论。为了了解规范场的意义,让我们首先从量子电动力学(QED)介绍。

电磁相互作用的理论形式是大家所熟知

的。对于具有电磁场和带电费密子体系的运动规律由如下拉氏量描写:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) + \bar{\psi}(x) \\ & \times (i\partial\!\!\!/ - m)\psi(x) - Q\bar{\psi}(x) \\ & \times \gamma_\mu\psi(x)A_\mu(x), \end{aligned} \quad (2.1)$$

$\mathcal{L}$  中的第一,二项分别描述自由电磁场和自由费密子场的运动,第三项是描写带电费密子与电磁场之间的相互作用。在电磁学发展史上,它是在总结了许多实验基础上,经过很长时间的理论探讨才写出来的。下面将会看到,根据杨-米尔斯规范理论<sup>[4]</sup>,它还可以从要求描述物理系统的拉氏量具有  $U(1)$  局部规范不变性直接得到。

自由费密子场的拉氏量为

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}(x)(i\partial\!\!\!/ - m)\psi(x). \quad (2.2)$$

当  $\psi(x)$  作如下变换

$$\psi(x) \rightarrow e^{iQ\theta}\psi(x) \quad (2.3)$$

时,由于  $Q$  (以后可知它代表电磁相互作用常量电荷)和  $\theta$  (群参数)均为常数,所以

$$\partial_\mu\psi(x) \rightarrow e^{iQ\theta}\partial_\mu\psi(x), \quad (2.4)$$

跟  $\psi(x)$  的变换是一样的,因此 (2.2) 是不变的。

(2.3) 中群参数  $\theta$  为常数,与时空点无关,当  $\theta$  改变时,  $\psi(x)$  在整个宇宙作相同的改变。因此,这个变换也称整体规范变换。其实,这种不变性表示费密子体系具有  $U(1)$  群表征的内对称性。  $e^{iQ\theta}$  为  $U(1)$  群的表示,它是阿贝尔群。变换 (2.3) 也正是电磁学里第一类规范变换。这种不变性的物理意义是电磁作用常量电荷守恒。

1)  $\partial = \gamma_\mu\partial_\mu$ .

如果把  $U(1)$  整体规范变换推广到  $U(1)$  局部规范变换,也就是让群参数  $\theta$  与时空有关,那么,  $\psi(x)$  的改变在不同时空点就不同了. 此时

$$\psi(x) \rightarrow e^{iQ\theta(x)}\psi(x), \quad (2.5)$$

$$\partial_\mu\psi(x) \rightarrow e^{iQ\theta}\partial_\mu\psi(x) + iQ\partial_\mu\theta(x) \times [e^{iQ\theta(x)}\psi(x)], \quad (2.6)$$

则  $\mathcal{L}_0$  不再是不变的了. 问题出在  $\mathcal{L}_0$  中的微商项  $\partial_\mu\psi(x)$ . 要使  $\mathcal{L}_0$  具有  $U(1)$  局部规范不变性,就必须寻找与  $\partial_\mu$  相对应的协变微分  $D_\mu$ , 使得在  $U(1)$  局部规范变换下  $D_\mu\psi(x)$  作如下变换:

$$D_\mu\psi(x) \rightarrow e^{iQ\theta(x)}D_\mu\psi(x). \quad (2.7)$$

从 (2.6) 知, 在  $U(1)$  局部规范变换下  $\partial_\mu\psi(x)$  多出  $\partial_\mu\theta(x)$  项, 可以把这个改变跟电磁场(或者规范场)  $A_\mu(x)$  的改变联系起来, 让  $A_\mu(x)$  在  $U(1)$  局部规范变换下作如下变换:

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \partial_\mu\theta(x). \quad (2.8)$$

取  $D_\mu$  的形式为

$$D_\mu = \partial_\mu - iQA_\mu, \quad (2.9)$$

用  $D_\mu$  代替  $\partial_\mu$ , 就得出  $U(1)$  定域规范变换不变的  $\mathcal{L}_1$ :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 \rightarrow \mathcal{L}_1 &= \bar{\psi}(x)(i\mathcal{D} - m)\psi(x) \\ &= \psi(x)(i\partial - m)\psi(x) - Q\bar{\psi}(x) \\ &\quad \times \gamma_\mu\psi(x)A^\mu(x). \end{aligned} \quad (2.10)$$

如果把  $A^\mu(x)$  当成光子场, 就还得加上它的自由项, 即

$$\mathcal{L}_1 \rightarrow \mathcal{L}_2 = \mathcal{L}_1 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x), \quad (2.11)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu(x) - \partial_\nu A_\mu(x). \quad (2.12)$$

(2.11) 正是 (2.1). 一个值得注意的特征是,  $\mathcal{L}_2$  中没有  $A_\mu A^\mu$  项. 这是因为它在  $U(1)$  局部规范变换下不是不变的. 这就意味着规范不变性使得规范场粒子——光子无质量. 以上是一种比较直观的方法, 在微分几何里, 有标准的方法求出协变微分  $D_\mu$  的形式.

1954 年杨振宁和米尔斯<sup>[1]</sup>把这种  $U(1)$  局部规范不变性原理推广到任意李群(特别是非阿贝尔李群). 他们证明了, 对称群有几个生成

元, 就需要引进几个规范场. 对  $SU(2) \times U(1)$  弱电统一理论<sup>[5,6]</sup>  $SU(2)$  有三个生成元,  $U(1)$  有一个生成元, 因而就需要引进四种规范场  $W_\mu^\pm, W_\mu^0, B_\mu$  (中间中性玻色子  $Z_\mu^0$  场和光子场是  $W_\mu^0$  和  $A_\mu$  的不同迭加).

但是, 对非阿贝尔规范场的应用, 只是当人们实现了对它的量子化<sup>[7]</sup>, 并且证明了这种规范理论是可重整<sup>[8,9]</sup>的之后, 才引起人们的重视.

### 三、量子色动力学及其特性

假设夸克之间的强相互作用保持色量子数守恒, 每个味夸克的颜色三重态是  $SU(3)$  群的基础表示. 那么, 描述自由夸克的拉氏量就具有  $SU(3)$  内对称性. 这样除了内对称性不同外, 描写强作用的 QCD 就与 QED 非常相似(见表 2).

表 2

	QED	QCD
守恒量子数	电 荷	三种颜色
对 称 群	$U(1)$	$SU(3)$
费米场的变换性质	$\psi_e(x) \rightarrow e^{iQ\theta(x)}\psi_e(x)$	$q_i(x) \rightarrow (e^{i(\lambda_j^a)T_a(x)})_{ij} \times q_j(x) \quad i, j = 1, 2, 3$
流 密 度	$\bar{\psi}_e(x)\gamma_\mu\psi_e(x)$	$\frac{1}{2} \bar{q}_a(x)\gamma_\mu\lambda^a q(x),$ $a = 1, 2, \dots, 8.$
传递作用场	$A_\mu(x)$	$A_\mu(x) = \sum_{a=1}^8 \frac{1}{2} \times \lambda_a^a A^a_\mu(x)$
传递作用粒子	无质量光子	八种无质量胶子
协变微分	$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x_\mu} - ieA^\mu(x)$	$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x_\mu} - igA^\mu(x)$

把具有  $SU(3)$  整体规范不变性推广到  $SU(3)$  局部不变性, 就可求出具有  $SU(3)$  局部规范变换不变性的 QCD 拉氏量:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{QCD}} &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a(x)F^{\mu\nu a} + \sum_q \bar{q}_i(x) \\ &\quad \times (iD_{ij} - m_q\delta_{ij})q_j(x), \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$F_{\mu\nu}^a(x) = \partial_\mu A_\nu^a(x) - \partial_\nu A_\mu^a(x) + gf_{abc}A_\mu^b(x)A_\nu^c(x), \quad (3.2)$$

$$D_{\mu i} = \partial_\mu \delta_{ij} - igA_\mu^a(x)_{ij}, \quad (3.3)$$

$$q(x) \rightarrow U(x)q(x),$$

$$A_\mu(x) \rightarrow U(x)A_\mu(x)U^{-1}(x)$$

$$+ \frac{i}{g} U(x)\partial_\mu U^{-1}(x),$$

$$U(x) = \exp i \left\{ \sum_{a=1}^8 \frac{1}{2} \lambda^a \theta^a(x) \right\},$$

$$[\lambda^a, \lambda^b] = 2ij^{abc}\lambda^c,$$

$\lambda^{abc}$ ,  $a, b, c = 1, 2, \dots, 8$ . 是  $SU(3)$  群的八个生成元;  $i, j = 1, 2, 3$ , 标志夸克的三种颜色  $\sum_q$  是对夸克味求和。

从  $\mathcal{L}_{\text{QCD}}$  可以看出, 在 QCD 黑颜色与味无关, 味不影响色, 色也不影响味. 带色的胶子只参与强作用, 不参与弱电作用. 因此, 在这个理论里不破坏强子之间的味对称性。

对  $\mathcal{L}_{\text{QCD}}$  可以进行与 QED 类似的量子化. 不过 QCD 是非阿贝尔规范场, 对  $SU(3)$  色群的八个生成元引进了八种规范场. 因此, 要比 QED 复杂。

对非阿贝尔规范场运用路径积分量子化方法比较方便. 在  $\mathcal{L}_{\text{QCD}}$  中引进规范固定项和规范补偿项就可以实现对其量子化, 求出相应的费曼规则<sup>[40]</sup>. 这样, 是否就可以进行与 QED 类似的微扰计算, 预言和解释夸克、胶子参与强相互作用现象呢? 事实并非如此简单。

原因是 QCD 与 QED 存在着重要的差别. 把 (3.2) 式与 (2.11) 式比较, 就会发现 QCD 的拉氏量中多了含  $gf_{abc}A_\mu^b A_\nu^c$  的项. 量子化之后它就提供如图 3(c), (d) 所示的相互作用形式, 这是 QED 里没有的. 在物理上, 它表示传递强相互作用的胶子场是带色荷的 (QED 里光子是不带电的). 因此, 胶子彼此可以直接作用 (QED 里光子之间不能直接作用). 由此引起了与 QED 不同的物理结果:

(1) QCD 强作用的渐近自由和红外奴役 (infrared slavery) 性质<sup>[41]</sup>. 在 QED 里当电子跟电子发生高能散射时 (也就是彼此相距很近时),

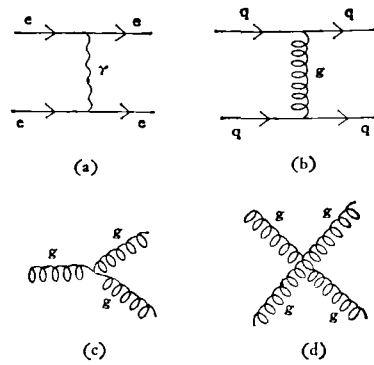


图3 (a) QED 作用顶点; QCD 除有 QED 那样顶点 (b) 外, 还有由 (c) 和 (d) 所示的胶子自作用顶点

由于真空极化效应, 电磁相互作用耦合常数 (或等效电荷) 随距离变小而增大, 在动量表象可以表成

$$\alpha_e(Q^2) = \alpha(m) [1 + (\alpha(m)/3\pi) \times \log(Q^2/m^2) + \dots], \quad (3.4)$$

其中修正项是正的; 对于 QCD, 由于胶子场的自作用, 修正项变成负的:

$$\alpha_s(Q^2) = \alpha_s(\mu^2) [1 - (\alpha_s(\mu^2)/2\pi)(33 - 2f) \log Q^2/\mu^2 + \dots], \quad (3.5)$$

其中  $f$  表示夸克味数, 当  $f \leq 16$  时, 修正项永远是负的. 这样就使得强作用耦合常数随着  $Q^2$  的增加也就是随着距离变小而减小. 这就是强相互作用的渐近自由性质, 它刚好解释了轻子与强子深度非弹性散射实验所得到的结果. 当  $Q^2$  变小 (也就是距离变大) 时, 等效耦合常数增大, 到某个距离, 实际上变成了很强的耦合. 人们推测, 当夸克或胶子跑到强子尺度 ( $\sim 10^{-13}\text{cm}$ ) 的距离时, 就会被拉住, 使得胶子或夸克囚禁在强子里, 这就称红外奴役, 或称红外囚禁. 这就解释了轻子与强子深度非弹性散射实验为什么打不出来夸克. 由此产生的困难是, 微扰 QCD 只适用于小距离弱耦合情况, 而对大距离强耦合区就不能用了。

(2) 在非阿贝尔 QCD 纯规范场的经典解里<sup>[42]</sup>, 发现了瞬子解. 在量子场论中, 瞬子相当于不同拓扑数的真空的势垒穿透. 这样就使得 QCD 真空变得复杂了。

(3) 存在与已发现的强子性质不同的所谓异常粒子, 如胶子与胶子形成的束缚态 (QED

里无光子与光子的束缚态)  $gg$  (俗称胶球), 以及其他多夸克体系的束缚态如  $q^2\bar{q}^2$ ,  $4q\bar{q}$  等. 这都有待于实验进一步观测.

自从 QCD 提出以来, 大批物理学家在探讨“QCD 能预言什么”、“怎样用实验检验”等问题上, 已经做出了巨大的努力, 并且也取得了许多进展. 但是, 由于胶子场的自作用带来的困难以及强相互作用的红外囚禁性质, 使这些问题至今还没完全弄清楚.

#### 四、QCD 的应用和检验

到目前为止, QCD 的应用和检验主要是小距离弱耦合区域的微扰 QCD. 这是因为, 量子场论中能够进行计算的可靠方法只有按场的耦合常数进行幂级数展开的微扰方法. 这就要求耦合常数具有适当小的值, 才能保证级数收敛. 耦合常数越小收敛越快. 否则, 微扰方法就无意义了.

但是, 即使是能够应用微扰 QCD 的小距离弱耦合的问题, 理论计算也不像 QED 那样直接了当. 只靠求得的费曼规则并不足以对夸克和胶子的行为给出充分的预言和解释. 原因是夸克和胶子是被囚禁着的. 实验上观测的量不是直接与夸克或胶子有关, 而是直接与由它们构成的强子有关. 因此, 常常需要依靠些物理模型或者需要建立实验上观测的量与夸克或胶子的动力学行为之间联系的巧妙的数学表述, 才能把 QCD 的理论计算同实验上观测的量联系起来. 实际上许多理论家的重要工作都是这方面的工作. 比如夸克部分子模型, 算子乘积展开, 重整化群方程<sup>[13]</sup>以及 Altarelli-Parisi 方程<sup>[14]</sup>等. 这样, 就使得这些计算变得复杂冗长. 关于这方面工作已经有许多系统的介绍<sup>[15-17]</sup>.

检验微扰 QCD 的实验主要有: 重夸克(如粲夸克或比它重的)构成的强子(如  $J/\psi$  粒子)的衰变,  $e^+e^-$  湮灭产生强子( $e^+e^-$  先湮灭光子再产生正反夸克对产生强子), 轻子与强子的深度非弹性散射, 光子与光子碰撞产生强子以及强子与强子碰撞产生  $\mu^+\mu^-$  对(一个强子里的

夸克与另外一个强子里的反夸克湮灭成光子, 再产生  $\mu^+\mu^-$  对)等. 这几类实验中的某些具体物理过程是实验上可以测量、理论上可以计算的过程. 实验主要检验了反映 QCD 渐近自由性质的标度无关性、强相互作用对渐近自由的修正产生的标度无关性的破坏以及产生强子的喷注现象等<sup>[15,17]</sup>. 理论计算和实验比较后表明, 这些实验都支持 QCD. 为了进一步检验 QCD, 人们还努力扩大检验 QCD 的区域, 特别是扩大到遍举(exclusive)过程<sup>[18]</sup>, 计算了大动量传递过程的介子形状因子. 这些实验在定性或半定量上都验证了微扰 QCD 的正确性. 最近, 一些作者为了改进微扰 QCD 的计算做了新的尝试<sup>[18]</sup>. 这是引起人们很大兴趣的工作.

微扰 QCD 除了以上的成功外, 还存在必须注意的问题. 这就是在目前应用微扰 QCD 的能量下, 强相互作用耦合常数  $>0.1$ , 这要比  $\alpha=1/137$  的 QED 耦合常数大得多. 因此, 微扰 QCD 的高级修正要比微扰 QED 的高级修正重要得多, 因而微扰 QCD 的收敛性问题要比 QED 严重得多! 这是有待进一步研究的问题.

对大距离强耦合的问题, 如色囚禁、强子谱等问题, 不能应用微扰 QCD. 由于数学上的困难, 至今还没有普遍的方法, 从 QCD 还推不出色禁闭. 对于这些问题, 除了红外奴役解释外, 还有一些模型理论. 如口袋模型<sup>[19]</sup>, 它把强子看成是一个口袋(或者反色介质中的泡), 里面装着夸克或胶子. 当夸克或胶子要跑出口袋时, 就会受到非常强的作用使它们跑不出来. 另一个就是所谓弦模型, 认为夸克之间由弦或由色胶子场形成的色流管联结, 如果管中色流守恒, 即可推导出反映夸克之间强相互作用渐近自由性质的线性势.

关于色禁闭的问题, 1980 年 7 月在美国举行的二十届高能物理会议传出新消息, QCD 格点理论<sup>[20]</sup>有了新进展. 这个理论认为处在格点上的夸克之间存在着色胶子场. 用计算机作蒙特卡罗模拟, 得出色禁闭的结果. 即使如此, 如何使格点趋于连续, 如何使弱耦合和强耦合连起来也是不清楚的.

总之,对于微扰 QCD 可应用的小距离,虽然在定性或半定量上实验可以验证其正确性,但却不能精确验证,更没找到像  $g-2$  因子检验 QED 那样的实验检验;而对大距离, QCD 还无法计算. 因此,如何对微扰 QCD 进行精确地计算和检验,如何寻找验证 QCD 的关键实验,作为描述强相互作用的基本理论 QCD 如何向着能够描述从小距离到大距离的完整理论的发展,是摆在理论物理学家面前的重要而又艰巨的任务. 也许需要从 QCD 的一些模型理论的成功之处汲取一些反映强相互作用本质的内核,来发展非阿贝尔规范理论的 QCD.

最后,我们感谢汪容同志为我们审阅了全稿.

### 参 考 文 献

- [1] C. N. Yang and R. L. Mills, *Phys. Rev.*, **96**(1954), 191.  
 [2] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.*, **8**(1964), 214.  
 [3] 朱洪元,《层子模型的回顾》,1980年1月在广州召开的高能粒子物理讨论会上的报告.  
 [4] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.*, **179**(1969), 1547.  
 [5] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, **19**(1967), 1264.  
 [6] A. Salam, In *Elementary Particle Physics: Relativistic Groups and Analyticity* (Nobel Symposium No. 8367), ed. N. Svartholm, (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968).  
 [7] L. S. Faddeev and U. N. Popov, *Phys. Lett.*, **25B**(1967), 29.  
 [8] G. 'tHooft, *Nucl. Phys.*, **B33**(1971), 173; B. W. Lee and J. Zinn-Justin, *Phys. Rev. D*, **5**(1972), 3121; *ibid.*, *Phys. Rev. D*, **7**(1973), 1049.  
 [9] E. S. Abers and B. W. Lee, *Phys. Rep.*, **9c-1**(1973).  
 [10] W. Marciano and H. Pagels, *Phys. Rep.*, **36C-3**(1978), 139.  
 [11] H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.*, **30**(1973), 1346; D. J. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.*, **30**(1973), 1343.  
 [12] A. A. Belavin, A. M. Polyakov et al., *Phys. Lett.*, **59B**(1975), 85.  
 [13] R. Balian and J. Zinn-Justin, *Methods in Field Theory*, North-Holland, Amsterdam, (1976), 162—250.  
 [14] G. Altarelli and G. Parisi, *Nucl. Phys.*, **B126**(1977), 298.  
 [15] AIP Conference, Proceedings No. 55 Particles and Fields Subseries No. 18, Quantum Chromodynamics, (1978), 1—169.  
 [16] J. Ellis and C. T. Sachrajda, *Quantum Chromodynamics and Its Applications*, CERN Preprint 2782(1979).  
 [17] A. J. Buras, *Rev. Mod. Phys.*, **52-1**(1980), 199.  
 [18] Yu. L. Dokshitzer, D. I. Dyakonov and S. I. Troyan, *Phys. Rep.*, **58-5**(1980).  
 [19] A. Chodos, R. L. Jaffe et al., *Phys. Rev. D*, **9**(1974), 3471; R. L. Jaffe, *Phys. Rev. D*, **15**(1977), 28.  
 [20] K. G. Wilson, *Phys. Rev. D*, **9**(1974), 3501; *ibid.* **10**(1974), 2449.

## 固体光学薄膜结构研究的一些进展

仲 永 安

(陕西师范大学物理系)

### 一、引 言

我们现在所说的固体光学薄膜,大多数是指用真空蒸发的方法制备的薄膜,也就是所谓物理蒸汽淀积膜. 这种薄膜的制备过程受着多种条件的影响. 例如,由于蒸发材料、加热源材料、蒸发速率、环境条件、基体材料、基体温度等因素的不同,形成薄膜的性质和结构也就不同. 而且理论上的计算往往与实际测量的结果有着

很大的偏差. 这就是所谓成膜的多因素影响薄膜的多变化. 要制备一种合乎要求、经久耐用的薄膜实属不易. 因此,为了制得合乎要求的光学薄膜,对薄膜结构的研究也就成为一个重要的课题了.

早期人们对薄膜性质的分析偏重于物性测试以及化学成份分析. 在形貌分析上由于受实验条件的限制,开始只能依靠光学显微镜观察,直到有了电子显微镜这种先进的工具,才对薄膜的表面微观结构和形貌有了更多的了解.