

从强子结构模型到量子色动力学

时 维 春

一 引 言

强相互作用存在于介子与重子（统称为强子）之间。研究得最早的是核子之间的强相互作用。与带电粒子的电磁作用类似，人们认为核子之间的强相互作用也是间接相互作用，由于它是短程力它是由静止质量不为零的 π 介子传递的，而 π 介子与核子之间则是直接相互作用。为保证核子之间相互作用力的电荷无关性，引入了对于同位旋空间的旋转具有不变性的拉格朗日函数密度。但是，进一步研究发现，要把强相互作用建立在拉氏场论的基础上，就会遇到巨大的困难，一是发散的困难，二是缺乏可靠的计算方法。

六十年代以来，人们发现了很多种强子，核子之间的强相互作用只不过是强相互作用许多表现之一。那么，如何解释这种在强子之间更广泛地存在的强相互作用呢？又如何解决拉氏场论应用于强相互作用时所遇到的困难呢？

现在，人们认为所有这些强子都是由物质的更基本组分——夸克(或层子)构成的，夸克之间的作用是更基本的强相互作用。与分子之间的范德瓦尔斯力是原子核和电子的电磁作用的剩余力类似，人们把强子之间的强作用看作夸克之间强作用的剩余力。近年来，非阿贝尔规范场理论也取得了重大的进展，理论的量子化、重整化问题都得到了解决。在把非阿贝尔规范场理论和强子的夸克模型相结合以讨论强相互作用的尝试过程中，量子色动力学作为一个尝试性理论产生了，目前已是夸克之间强相互作用基本理论中被普遍接受的理论。

二 强子的夸克模型

到六十年代初，人们已经发现了上百种强子。根据实验所测定的强子的性质，人们推测强子有比同位旋对称性更高的对称性。1964年，盖尔曼(Gell-Mann)提出了这种更高的对称性，称做么正对称性。并提出称之为上、下和奇夸克的三个基础粒子。它们是带分数电荷的自旋为1/2的费米子。由它们可以构成当时所知的所有强子：所有介子是正反夸克对构成的束缚态；所有重子是三个夸克构成的束缚态。

迄今为止，人们尚未观测到单个的自由夸克。夸克的存在及其性质都是由各种强子的不同性质推断出来的。表1中列出了从现在已经发现的强子的性质所推断出的夸克及其性质，所有这些夸克可以构成迄今

为止发现的所有强子：所有介子是正反夸克对($q\bar{q}$)的束缚态，所有重子是三个夸克(qqq)的束缚态。

表1 夸克味和它们的性质

夸克味	符号	自旋	同位旋	重子数	奇异数	粲数	底数	顶数	电荷
上	u	1/2	1/2	1/3	0	0	0	0	2/3
下	d	1/2	1/2	1/3	0	0	0	0	-1/3
奇	s	1/2	0	1/3	-1	0	0	0	-1/3
粲	c	1/2	0	1/3	0	1	0	0	2/3
底	b	1/2	0	1/3	0	0	-1	0	-1/3
顶	t	1/2	0	1/3	0	0	0	1	2/3

夸克模型的主要吸引力正是在于它解释了在自然界中所观察到的强子多重态以及为什么强子不是彼此的复合态，而与当初卢瑟福发现原子核的实验类似的用轻子探测强子里夸克存在的深度非弹性散射实验，给出了夸克存在的令人信服的证据，使得夸克模型的成就变得更加易于理解。

三 夸克的新自由度

对夸克模型的进一步分析表明，只考虑夸克的味道还不够，必须对夸克引入新自由度。

原因之一是如果没有新的自由度，夸克模型对强子的描述就要违反正常的自旋与统计的关系。例如，自旋为3/2的重子 Ω^- 是由三个奇夸克构成的。它的波函数对夸克的味道、自旋和空间部分是对称的。但是，夸克是自旋为1/2的费米子，服从费米-狄拉克统计，要求 Ω^- 波函数具有全反对称性质。因之，人们设想每种味道的夸克有三种不同状态，称为不同颜色态，分别为红、绿、蓝。并设想波函数对颜色自由度是全反对称态(或色单态)。重子是三个不同颜色的夸克构成的，处于颜色全反对称态，是无色的。介子是互为反色的正反夸克对构成的，也处于颜色全反对称态，是无色的。

原因之二是引进三种颜色自由度后，恰能解释实验测量的 e^+e^- 湮灭到强子截面与湮灭到 $\mu^+\mu^-$ 截面之比的R值和 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 的衰变宽度。这正是颜色自由度存在的实验证据。

其次，规范理论可重整性的要求也构成了对夸克存在颜色自由度的支持。

四 非阿贝尔规范场理论

量子电动力学是规范场理论中最成功的。它的基本图象是带电粒子之间的电磁相互作用通过规范场粒子——光子传递。我们知道，电磁场的存在首先是在

实验上观察到的。但是电磁场也可以从定域规范不变性引进来。假定对带电粒子场作相因子变换 ($\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\psi(x)$)，如果相因子的变换与时空无关，这叫做整体规范变换；如果相因子的变换与时空有关，则叫做定域规范变换 ($\psi(x) \rightarrow e^{i\theta(x)}\psi(x)$)。在定域变换下，若要求物理规律不变，就必须引进电磁场，并且自然地得到了带电粒子与电磁场的作用形式。对于这样的理论，通过对场的量子化，并运用微扰计算方法，能很好地描述电磁作用现象。这种微扰计算在小距离(或紫外)的发散可通过重整化手续全部吸收到可观测的物理参数的定义中去(如电荷、质量)。这个理论的成功已被现代所能达到的最精巧的实验(如对氢原子的兰姆能级移动和电子 μ 子反常磁矩的测量)所证实。

对带电粒子场引入的定域规范变换形成了一维么正群 $U(1)$ 。它是阿贝尔群，只有一个生成元，因此只引进一种规范场(电磁场)。这种规范场不带电荷，没有自作用。1954年，杨振宁和米尔斯把电动力学的 $U(1)$ 群定域规范不变性推广到任意李群的定域规范不变性。他们证明了若要保持物理规律不变，那末，引进的规范场的数目应等于群生成元的数目。这些生成元满足一定的代数关系，一般来说，生成元之间是不可对易的，称相应的规范场为非阿贝尔规范场。这种理论比 $U(1)$ 的电磁相互作用理论要复杂得多，传递相互作用的规范粒子带荷，有自作用。

由于这种复杂性，它的量子化、微扰计算规则和重整化都比 $U(1)$ 规范理论复杂得多。非阿贝尔规范理论的量子化最先是法捷耶夫和波波夫完成的。它的可重整性已由特浩夫和 B.W. 李等证明。这样，就扫除了规范场在实际应用中遇到的障碍。温伯格和萨拉姆的弱电统一理论的成功更使人们产生了把规范场理论应用到其他相互作用的希望。

能否用规范场理论描述强相互作用？泡里兹、格劳斯和威尔恰克的研究表明，由于非阿贝尔规范场存在自作用，它们传递的相互作用的强度在动量传递越来越高(或距离越来越小)时渐渐变弱。这就是说，在很小距离时，这个理论很象无相互作用的自由场理论。这恰好是轻子跟强子进行深度非弹性散射时显露出来的夸克间强相互作用的性质。这就表明，非阿贝尔规范场理论是显示渐近自由的理论，适于描述带色荷的夸克之间的强相互作用。

五 量子色动力学基本内容简介

由于上述原因，人们作为一种尝试，很自然地就把具有渐近自由性质的非阿贝尔规范场同“色”结合起来。其作法是，对应于每个夸克味的三种颜色引进与时空点有关的 $SU(3)$ 。定域规范不变性。为了保证物理规律在定域规范变换下不变，同时要引进八个静止质量为零的、自旋为 1 的矢量规范场——称之为胶子

场。胶子充当了与量子电动力学中的光子相同的角色，夸克之间的强相互作用是通过交换胶子而实现的。这就是所谓的量子色动力学，即 QCD。

但是，胶子与光子之间存在着重要的区别(见图 1)。光子是不带荷(电荷)的，彼此不能直接作用；而胶子是带荷(色荷)的，彼此可以直接作用，因而可形成胶子-胶子束缚态，即胶球。理论计算表明，由于非阿贝尔规范场的自作用，或者说胶子间的直接作用，当夸克之间距离增大时，重整化的有效耦合常数(或色荷)增加得很快，因而表现出很强的作用力；当距离减小时，耦合常数随之减小，因而相互作用减弱。与量子电动力学的情况刚好相反。在量子电动力学中，裸电荷是很大的，观察到的有效电荷可以很小；而在量子色动力学里，裸色荷很小，观察到的有效色荷当距离增大时可以变得很大。这个重要的区别使得两个理论中的相互作用行为完全不同。量子电动力学中的库仑力正比于 $1/r^2$ ；而量子色动力学中的力则不随距离 r 的增加而下降。这种情况描述的正好是大传递动量探测到的夸克之间小距离的强作用行为。量子色动力学就是这样来解释和描述夸克之间的强相互作用性质的。

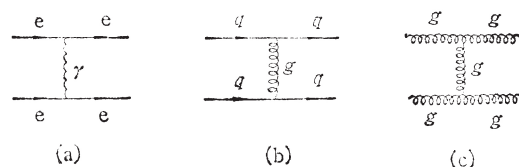


图 1 e 、 γ 、 q 、 g 分别表示电子、光子、夸克和胶子。在量子电动力学里没有光子和光子的直接作用，但在量子色动力学中有胶子间直接相互作用。

在量子色动力学里，强相互作用与味无关，每个夸克味都以相同的方式同其他夸克作用。就是说色相互作用是味盲的。这样的量子色动力学并不破坏观察到的强相互作用的对称性，如味守恒，宇称、时间反演不变性。

由于量子色动力学中的强作用耦合常数随着距离减小而减小，因而在小距离 ($<10^{-13}$ cm)，我们可以做微扰计算，并与实验比较，进而检验量子色动力学理论。人们已把量子色动力学微扰计算应用到有关的高能散射(如轻子-强子深度非弹性散射，强子-强子散射的 μ 对产生以及 e^+e^- 湮没形成强子)和重夸克构成的强子谱(如 c, \bar{c} 构成的 J/ψ 粒子家族)。关于轻子-强子深度非弹性散射的量子色动力学微扰计算，给出了对渐近自由性质的标度无关性行为破坏的小的对数修正，实验上已经观察到。

当利用高能粒子轰击强子，试图打出夸克或胶子时，并没有观察到自由的质量很轻的夸克和无静止质量的胶子出来。也没有观察到带色的强子。这个现象

化循环可以简单地归纳为图 2 的情况。 μ 子先以 10^{-9} 秒的时间慢化, 最后分别与氘和氚形成 μ 子氢原子。接着在大约 10^{-8} 秒的持续时间内进行电子交换和分子形成过程, 成为 $d\mu d$ 和 $d\mu t$ 分子。催化核反应 $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$ 和 $d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$ 分别在不到 10^{-11} 秒的瞬间发生, 放出中子。小部分 μ 子被俘获到带电粒子的束缚轨道上, 大部分 μ 子中一部分自然衰变, 其余重新参加催化反应。如此循环反复, 直至 μ 子全部死亡为止。 μ 子的寿命短, 只有 2.2×10^{-6} 秒, 这就限制了一个 μ 子催化引起聚变的次数, 估计最多只有几次。这样, 为了达到可能的应用目的, 需要找到一种新的更加稳定的粒子来代替 μ 子实现催化聚变反应。

因此, 在此后的大约二十年里, 人们的兴趣显然减弱了。有一些理论计算工作, 偶而也做些实验。唯独苏联的理论家们保持了较大的热情。他们着手对一个 μ 子和两个氢同位素组成的各种分子离子的能量态进行高度精确的计算。在 1977 年, 理论上得出了一个有意义的发现, 即在某些情况下由于出现共振现象 μ 子分子 $d\mu d$ 和 $d\mu t$ 的形成截面可以变得非常大。计算表明: 分子形成率可达 $10^8/\text{秒}$ (归一至液氢密度), 也就是说, 比 μ 子衰变率要快一百倍以上。这一点随即在苏联联合原子核研究所从实验上得到了证实。

于是对于 μ 子催化核聚变反应的兴趣在最近七、八年里重新增长起来。这表现在苏联的杜布纳和伽钦纳、美国的洛斯阿拉莫斯、加拿大的温哥华和瑞士的苏黎世的实验组纷纷开始了各自的研究计划并且得到了大量实验结果。人们对于 μ 子催化核聚变反应的应用重新寄以希望。1984 年在美国怀俄明州的杰克逊召开了 μ 子催化聚变讨论会。会上的头号消息是美国爱达荷-洛斯阿拉莫斯小组关于 μ 子催化 dt 聚变反应的实验结果。根据他们的报导, 每个 μ 子可以产生 90 ± 10 次聚变。这个数字十分接近于理论上限。这使人们对从实验上进一步突破理论估算值增添了信心。要是每个 μ 子产生多得多的聚变次数, 建造一个 μ 子催化聚

变动力装置就真是大有希望哩!

但也有人对前景并不持那么乐观的态度。他们认为: 即使每个 μ 子平均在液态氘氚混合物中引起五百或一千次聚变, 直接的能量产生可以实现, 但是装置的规模仍会受到限制。根据加速器技术的发展可能性, 20—50 兆瓦将是上限。

还有人提出利用 μ 子催化聚变反应作为间接的能量源。这是将来自 μ 子催化 $d + t$ 反应的 14 MeV 中子引发快裂变从而增殖裂变物质。但是一些分析显示, 这种方案并不能带来多大好处。

虽然应用的前景还不明朗, 但就物理本身来讲, 这个在大约三十年前从实验上开辟的研究领域至今有着相当广阔的活动天地。值得加以研究的奇特原子过程和分子过程是相当丰富的, 而理论并不能解释所有观察到的现象。因此, 无论实验上或是理论上都有不少工作可做, 而这本身为探索 μ 子催化核聚变反应应用的可能性提供新的机会。

结束语

最近几个年代里, 粒子物理取得了令人瞩目的巨大进展。它的许多研究成果直接改变着我们对物质世界的认识。在这些成果中, μ 子催化核聚变现象不过占有很小的而且在物理上并不重要的一席之地; 但是就其与应用的可能联系来看, 它是现在能找到的极少数例子中间的一个。在已经确认了的数以百计的粒子行列中, μ 子究竟能否继中子而成为走出实验室在实际应用中积极发挥作用的活跃分子, 还远远不能作出肯定结论。完全可能在将来发现, 能够发挥这种作用的会是另外一种粒子。但是, μ 子催化核聚变现象毕竟在粒子物理和应用的联系上给了人们以启发和鼓舞, 使愈来愈多的人树立信念: 突破总有一天会要发生。当然, 实际突破点完全可能与 μ 子催化核聚变反应毫不相干。