

大统一理论和质子衰变

郑哲洙 (延边大学物理系)

一、引言

质子同电子一样,是稳定的基本粒子。它是构成稳定的动态平衡宇宙的根本因素之一。人们通过重子衰变及散射等各种实验,长期以来确信重子数守恒定律。宇宙中的重子数目不生不灭,这是使人们相信宇宙及其物质稳定性的一个主要依据。质子的稳定性又是保证重子数守恒定律的基础。

最近几年来粒子物理的进展,特别是规范理论和量子色动力学作为基础发展起来的大统一理论证明,重子数守恒定律并不严格成立,它具有轻微的破缺。按大统一理论,质子会衰变成一个介子和一个轻子,其寿命很长,约为 10^{30} — 10^{34} 年。就是说,在一年期间大约一吨到一万吨物质所含的质子当中,将会衰变一个质子。

大统一理论的上述预言,引起了极为广泛的重视。目前,世界各国的不少研究机构正在进行测定质子寿命的实验。

将近二十年来,粒子物理获得了很大进展,

最明显的成就是夸克模型的建立^[1]和规范场理论的进展^[2]。七十年代初,在这些理论的基础上建立起来的弱电统一理论,使夸克和轻子成为构成物质的基础粒子。规范场理论能给出这些粒子之间的相互作用力,同时整个自然界中的四种相互作用力都可以用规范理论描述。

Weinberg, Salam 和 Glashow 等人,根据规范理论把弱作用和电磁作用统一起来,建立了弱电统一理论^[3]。它把弱衰变过程的定域规范群写成 $SU(2)_L \times U(1)$, 这样就弱同位旋群 $SU(2)_L$ 和荷电对称群 $U(1)$ 一起纳入到更大的对称群里。媒介电磁相互作用的是只有一个规范粒子,即光子。媒介弱电统一相互作用的是光子 γ , W^\pm 介子和 Z^0 介子这四种规范粒子,其中传递中性玻色子 Z^0 介子所产生的过程称为中性流的弱相互作用过程。现已有大量的实验资料证明中性流的存在^[3]。

强子由夸克构成。夸克间的强相互作用也可以用规范理论描述,这样建立起来的理论就是量子色动力学,简称 QCD。此理论考虑到夸克的三个色自由度,要把 $SU(3)$ 对称群当作理

中国物理学会 1982 年学术活动计划*

活 动 名 称	预 计		活 动 名 称	预 计	
	时间(月)	地点		时间(月)	地点
第二次质谱学会理事会	2	北京	原子分子物理学术会议	5	北京
核物理学会常务理事会议	3	北京	内耗与超声衰减学术会议	5	北京
全国绝缘电介质会议	3	桂林	物理学史讨论会	5	北京
大统一理论讨论班	3	武汉	电子同步辐射的应用讨论会	6	合肥
中国物理学会工作会议	一季度	北京	波谱学术会议	6	北京
14MeV 中子活化分析应用交流会	4	济南	晶体缺陷学术会议	6	合肥
第三届全国声学学术交流会议	5	上海	医用直线加速器操作人员培训班	二季度	北京
宇宙线专业讨论会	5	郑州	核内夸克核结构讨论会	6	北京

(下转 221 页)

论基础。媒介夸克间强相互作用的是叫做胶子的八种规范粒子。这种强作用力呈现出至今尚未见到过的所谓渐近自由性,亦即,极为近距离下夸克间的作用力逐渐变弱,以致使它们处于自由状态。

在规范理论的基础上建立起来的弱电统一理论和 QCD,除耦合常数显著不同外,它们的物理机制是类似的。这就提供了统一描述强、弱和电磁这三种相互作用的可能性,这种统一理论称为大统一理论。在建立大统一理论时人们自然会设想,要把 $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)$ 当作子群包含着的更大的单纯群 G (例如 $SU(N)$, $N \geq 5$) 的规范理论。其中最简单的就是 $G = SU(5)$ 的大统一理论。此外,还提出 $SO(10)$ 模型, Pati-Salam 模型等其他的大统一理论。

二、质子的衰变

上述各种大统一理论所导致的共同结论,就是重子数不守恒。同时又证明质子不是永恒粒子,它是会衰变的。

Weinberg-Salam 的弱电统一理论中,电子和中微子看作同一个粒子的两种不同状态,规范粒子 W^- 使中微子变换成电子。同理,在大统一理论中,夸克和轻子看作一个统一体所处的两种不同状态,此时的新规范粒子使夸克变换成轻子。由此可以看出,重子数不会守恒,质子将会衰变。这是大统一理论所导致的第一个预言。

由大统一理论导致的第二个预言就是磁单极子的存在。Dirac 曾经指出,若有磁单极子存在,电荷就必须是量子化的。相反,大统一理论证明,若有一个群能够使电荷量子化,则此群总是会导致磁单极子的存在。

自然界中有各种物理量的守恒定律。其中能量和电荷守恒定律较为特殊,它们伴随着引力和库仑力这种同守恒量成正比的远程力。因此,这种守恒定律是以规范场理论作为基础的,是所谓神圣的 (sacred)。't Hooft 又指出^[4],由于和重子数成正比的远程力是不存在的,重子数守恒定律就不能把规范理论作为依据,因而

是非神圣的。因此,在规范理论的框架中就很自然地认为,重子数守恒定律将被破坏。

Yoshimura 认为^[5],大统一理论不仅能预言质子衰变,还可以预测宇宙的创生与发展。实验证明,从遥远的银河系飞来的宇宙射线中,含有的反质子仅仅占质子数目的 5×10^{-4} 倍。这表明银河系基本上由物质构成,其中反物质极少。对整个宇宙而言,也许物质远多于反物质。我们知道,物质和反物质所遵循的物理规律是相同的,那末,为什么宇宙中物质远多于反物质呢,这样一个重大课题也很可能同重子数不守恒有关。

目前,重子数不守恒的实验验证是通过质子寿命的测定来实现的,这同时又是对大统一理论的实验检验。按 $SU(5)$ 模型理论,质子寿命的下限为 10^{30} 年,这与前述实验结果的下限一致。这样,理论与实验已开始逐步衔接起来。

三、 $SU(5)$ 模型

Georgi 和 Glashow^[6] 首先较详细地研究了 $SU(5)$ 模型,这是大统一理论中最简单的一个模型。此模型中夸克 u_i, d_i 和轻子 e, ν_e 组合起来写成 (u_i, d_i, e, ν_e) , 这称为世代 (generation)。其中 $i = 1, 2, 3$ 为夸克的色自由度。除此之外,还有 (c_i, s_i, μ, ν_μ) 及 $(t_i, b_i, \tau, \nu_\tau)$ 等其他的世代。每一个世代中,粒子、反粒子和色自由度合起来共含有 15 种粒子。这 15 种费米子被分类成 $SU(5)$ 群的 5 维与 10 维不可约表示^[7]:

$$\underline{5}_L^* = \begin{pmatrix} \bar{d}_1 \\ \bar{d}_2 \\ \bar{d}_3 \\ e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}_L, \quad (1)$$

$$\underline{10}_L = \begin{pmatrix} 0 & \bar{u}_3 & -\bar{u}_2 & u_1 & d_1 \\ -\bar{u}_3 & 0 & \bar{u}_1 & u_2 & d_2 \\ \bar{u}_2 & -u_1 & 0 & u_3 & d_3 \\ -u_1 & -u_2 & -u_3 & 0 & e^+ \\ -d_1 & -d_2 & -d_3 & -e^+ & 0 \end{pmatrix}_L. \quad (2)$$

(2) 式表示 5×5 反对称矩阵, 这种 $SU(5)$ 群的不可约表示不仅能对现实存在的粒子进行分类, 而且还保证 $SU(5)$ 模型可能重整化。

按 $SU(5)$ 模型, 传递大统一相互作用的共有 24 种矢量规范粒子存在, 其中 12 个质量较轻, 这就是周知的 8 种胶子和 γ, W^\pm, Z^0 。其余 12 个是非常重的新玻色子 X_i 与 $Y_i (i = 1, 2, 3)$ 及其反粒子, 它们具有 $4/3$ 与 $1/3$ 的电荷, 因而有

$$24 = \underline{8} + \underline{3} + \underline{1} + \underline{12}, \quad (3)$$

亦即

$$24 = G_8^* = \begin{pmatrix} & & X_1 & Y_1 \\ & 8 \text{ 种胶子} & X_2 & Y_2 \\ & & X_3 & Y_3 \\ \hline \bar{X}_1 & \bar{X}_2 & \bar{X}_3 & \gamma + Z^0 W^\pm \\ \bar{Y}_1 & \bar{Y}_2 & \bar{Y}_3 & W^- Z^0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

12 个重规范粒子使夸克变换成轻子, 起着破坏重子数守恒定律的作用。上述 24 种规范粒子原来不具有质量, 但通过 24 维 Higgs 粒子所引起的对称性自发破缺, 使能够照样保持强作用和弱电统一作用的对称性的情况下, 仅仅赋予规范粒子 X_i 与 Y_i 以很大质量, 即其质量为 $m_X \sim 10^{15} \text{ GeV}/c^2$ 。

下面讨论夸克 u_i 与 d_i 通过重规范粒子 X_i 与 Y_i 转变为轻子 e^+ 的情形。两个夸克 u_1 与 u_2 碰撞后产生如下反应:

$$u_1 + u_2 \rightarrow (\bar{X}_3) \rightarrow e^+ + \bar{d}_3, \quad (5)$$

这是两个夸克湮没后通过规范粒子 \bar{X}_3 产生一个反夸克和一个轻子的过程, 参看图 1(a)。显

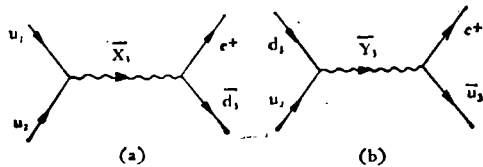


图 1 夸克通过重规范粒子 X_i 与 Y_i 转变为正电子的过程

然, 经过这种过程使夸克数减少一个, 轻子数增加一个, 即一个夸克通过规范粒子转变为轻子。此外, 还有通过重规范粒子 Y_i 的如下反应:

$$d_1 + u_2 \rightarrow (\bar{Y}_3) \rightarrow \bar{u}_3 + e^+. \quad (6)$$

这是夸克通过 Y_i 转变为轻子的过程, 参看图 1(b)。

因为质子由 u_1, u_2 和 d_3 三个夸克构成, 利用反应过程(5)可得

$$p \rightarrow e^+ + (\bar{d}_3 d_3) \rightarrow \pi^0, \quad (7)$$

即媒介上述重规范粒子 \bar{X}_3 , 使质子可衰变成 e^+ 和 π^0 。除此之外, 质子还具有媒介 X 与 Y 所产生的其他五种衰变过程, 这些衰变过程的 Feynman 图由图 2 表示。

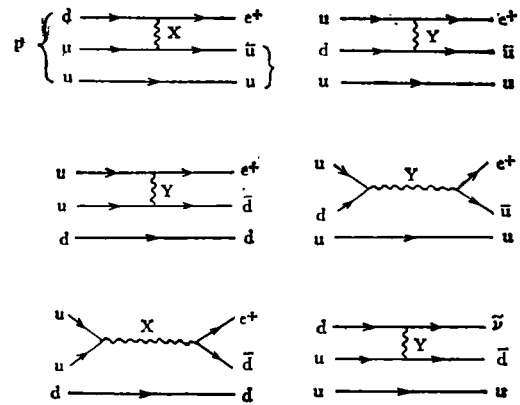


图 2 质子媒介重规范粒子 X 与 Y 产生衰变的六种 Feynman 图

同理, 中子由 d_1, u_2 和 d_3 三种夸克构成, 由反应过程(6)可得

$$n \rightarrow e^+ + (\bar{u}_3 d_3) \rightarrow \pi^-, \quad (8)$$

即通过 \bar{Y}_3 粒子一个中子衰变成 e^+ 和 π^- 。显然, 由(7)式与(8)式表示的衰变过程破坏了重子数守恒定律。

由图 1 表示的 Feynman 图所对应的四个费米子相互作用的有效 Lagrangian 为^[7]

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} \mathcal{L}_{GU} = & \frac{1}{\sqrt{2}} G_{GU} [(\epsilon_{ijk} \bar{u}_{iL}^c \gamma_\mu u_{jL}) \\ & \cdot (2e_L^+ \gamma^\mu d_{iL} + \bar{e}_k^+ \gamma^\mu d_{iL}) \\ & + (\epsilon_{ijk} \bar{u}_{iL}^c \gamma_\mu d_{jL})(\bar{v}_{eL}^c \gamma^\mu d_{iL}) \\ & + \text{H. C.}], \quad (9) \end{aligned}$$

式中 G_{GU} 类似于费米普适耦合常数

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_2^2}{8m_W^2} \rightarrow \frac{G_{GU}}{\sqrt{2}} = \frac{g_1^2}{8m_X^2} = \frac{g_2^2}{8m_Y^2}. \quad (10)$$

Weinberg-Salam 的弱电统一模型里,通过规范玻色子W所产生的 μ 子衰变过程为^[3]

$$\mu^- \rightarrow \nu_\mu + W^- \rightarrow \nu_\mu + e + \bar{\nu}_e,$$

利用 μ 子质量 m_μ 和W粒子的质量 m_W , μ 子寿命可写成

$$\tau_\mu = \frac{384\pi m_W^4}{\alpha_W^2 \cdot m_\mu^5} \cdot \frac{\hbar}{c^2}, \quad (\alpha_W \approx 0.033). \quad (11)$$

同理, $SU(5)$ 模型里对应于衰变过程(7)的质子寿命可写成

$$\tau_p = \frac{m_X^4}{\alpha_\infty^2 m_p^5} \cdot (\text{常数}), \quad (\alpha_\infty \approx 0.022) \quad (12)$$

按 Jarlskog 等人^[8]的研究, 上式中的常数大约等于 13.

下面要确定重规范粒子的质量 m_X , 由(12)式可知, 这是确定质子寿命的关键. $SU(5)$ 大统一模型里含有四种相互作用: 电磁相互作用, 弱相互作用, 强相互作用和超弱相互作用, 其中最后一个就是传递重规范粒子 X 与 Y 的相互作用. 在极短距离或极高能的领域里, 即在高对称性的领域里, 这些相互作用具有相同程度的耦合常数 $\alpha(E)$. 然而, 在低能领域里, 由于对称性自发破缺它们各自具有不同的耦合常数 $\alpha_n(E)$. 这就是只有在极高能的领域里才能建立大统一理论的原因.

一般来说, 用重整化群方法得出的 $\alpha_n(E)$ 的表示式为

$$\alpha_n(E) = \frac{\alpha_\infty}{\{1 + (\alpha_\infty/4\pi)b_n \ln(E^2/m_\infty^2) + O\alpha_\infty^2\}}, \quad (13)$$

式中 n 表示相互作用的种类, 常数 m_∞ 与 α_∞ 各为表示恢复对称性时的能量及其相应的统一耦合常数. b_n 由下式给出:

$$b_n = (11/3)N - (4/3)n_g, \quad (14)$$

式中 N 是相互作用为 $U(1)$ 时等于零且 $SU(m)$ 时等于 m 的整数. n_g 为世代的数目, 它是和相互作用的种类 n 无关的常数. 根据至今已发现的粒子情形, 假如取 $n_g = 3$, 那末, 在 $E \gg m_\infty$ 的高能领域里 $SU(5)$ 群具有高对称性. 此时由(14)式可得

$$N = 5, \quad b_n = 43/3.$$

在 $E < m_\infty$ 的较低能领域里, 对称性将遭到破坏, 此时对应于电磁, 弱和强相互作用的 b_n 值各为

$$b_n = \begin{cases} -10/3, & n = \text{em (电磁相互作用)} \\ 10/3, & n = \text{w (弱相互作用)} \\ 7, & n = \text{s (强相互作用)} \end{cases}$$

根据上述情形, 可以画出如图 3 表示的耦合常数对能量的依赖性. 由图可见, 在 $E < m_\infty$ 的能量领域里, 由于对称性自发破缺统一相互作用被分解成强、弱和电磁三种相互作用. 在 $E < m_W$ 的能量领域里, 这三种耦合常数相差很大, 这正是通常在实验室中观测到的情形. 在 $E > m_\infty$ 的能量领域里, 使三种相互作用统一起来,

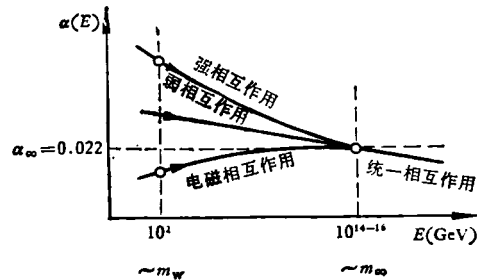


图 3 耦合常数对能量的依赖性

构成具有一个耦合常数的统一相互作用. 当能量等于目前实验技术能达到的最高能量 $2m_W$ ($m_W \approx 80 \text{ GeV}$) 时, 假如已给定电磁相互作用的耦合常数 α_{em} 和强相互作用的耦合常数 α_s , 那末和(12)式比较可得

$$\alpha_\infty \approx 0.0235, \quad (15)$$

$$m_\infty \approx 2m_W \exp\{(\pi/11)\alpha_e^{-1} - (8\pi/33)\alpha_s^{-1}\} \approx 8 \times 10^{16} \text{ GeV}, \quad (16)$$

若取

$$m_\infty = m_X, \quad (17)$$

那末, 重规范粒子的质量为

$$m_X \approx 8 \times 10^{16} \text{ GeV}, \quad (18)$$

由(16)式可知, 量 $\alpha_s^{-1}(2m_W)$ 的微小改变将会引起 m_∞ 的很大变化. 上述这些就是一次近似的结果.

Goldman 和 Ross^[9] 讨论了更高次近似. 他们考虑了如下各种效应的修正: 费米子阈值效

应; $\alpha_{em}(2m_w) > \alpha_{em}(0) = 1/137$ 的效应, 即 $\alpha_{em}(2m_w) = 128.8$; m_w 阈值效应; m_x 阈值效应, 即具有 $m_x < m_\infty$; 微扰的高次效应; Higgs 标量粒子的效应等等. 计算结果表明, 上述六种效应中后五种效应恰好都起着使 m_x 变小的作用, 它们各为 $f_1 = 1/6, f_2 = 1/3.3, f_3 = 1/1.95, f_4 = 1/4.3, f_5 = 1/1.65$, 因而总效应为

$$f = 1/273.9. \quad (19)$$

经过上述高次近似的修正得出

$$\begin{aligned} m_x &\sim 4.4 \times 10^{14} \text{ GeV}, \\ \tau_p &\sim 1.6 \times 10^{30} \text{ 年}, \\ \tau_n &\sim 2.6 \times 10^{30} \text{ 年}. \end{aligned} \quad (20)$$

此结果或许可能包含有 10^{22} 的理论误差, 但不能设想会有 10^4 这么大的误差.

由 $SU(5)$ 模型导出的 Weinberg 角为

$$\sin^2\theta_w = (\alpha_{em}/\alpha_w) \approx 0.2, \quad (21)$$

这与实验结果一致.

$SU(5)$ 模型中质子共有八种衰变方式, 中子共有七种衰变方式^[7]. 由表 1 表示这些衰变

表 1 $SU(5)$ 模型中核子衰变的分枝比

衰变方式	非相对论	相对论模型	最佳“反冲”
	模型		模型
e^+	21	26	25
$e^+\rho^0$	2	11	7
$e^+\pi^0$	36	38	40
$e^+\eta$	7	0	2
p $\bar{\nu}\rho^+$	1	4	3
$\bar{\nu}\pi^+$	14	15	16
μK^0	18	5	8
$\nu_\mu K^+$	0	1	0
$\bar{\nu}\omega$	5	5	5
$\bar{\nu}\rho^0$	1	2	1
$\bar{\nu}\pi^0$	8	7	7
n $\bar{\nu}\eta$	2	0	0
$e^+\rho^-$	6	19	12
$e^+\pi^-$	79	68	72
$\bar{\nu}_\mu K^0$	1	1	3

方式及其分枝比. 这里利用非相对论或超相对论的动力学假设, 计算了单个介子终态的衰变分枝比.

1979 年 Georgi 和 Nanopoulos^[10] 在若干物理

问题上改进 $SU(5)$ 大统一模型, 提出所谓 $SO(10)$ 模型. $SU(5)$ 模型用 5 维和 10 维不可约表示描述夸克和轻子, 这是有点不自然的. 但 $SO(10)$ 模型只用一个 16 维旋量表示就可以统一描述夸克和轻子. 此模型的另一个特点是出现 Majorana 中微子, 其质量较重, 通过它就可以预言通常中微子 ν_e 和 ν_μ 也将会具有质量. 此外, 这个模型比 $SU(5)$ 具有更高的左右对称性, 同时在 $SU(5)$ 模型中出现过的重子数减去轻子数的守恒定律, 这里就不再成立. $SO(10)$ 模型里对称性破缺方式的自由度很多, Machacek^[11] 讨论了其中几个较为典型情形. 至于对规范粒子引起质子衰变的情形来说, 不管寿命或衰变方式都类似于 $SU(5)$ 模型. 当 Higgs 粒子引起质子衰变时较典型的衰变方式为

$$p \rightarrow \mu^+ K^0, p \rightarrow \bar{\nu} K^+, n \rightarrow \bar{\nu} K^0$$

除上述模型外, Pati 和 Salam^[12] 还提出 $[SU(2)_L \times SU(2)_R]_F \times SU(4)_C$ 模型. 他们把色群和味群的直乘当作基本的变换群, 第四种色夸克看做轻子, 夸克电荷取为整数. 它和其他模型不同, 只有三种夸克都衰变成轻子时才产生质子衰变. 质子的衰变寿命 τ_p 是和 m_x^2/m_p^3 成正比. 由这个模型导出的结果为

$$\begin{aligned} m_x &= 10^4 \sim 10^6 \text{ GeV} \\ \tau_p &= 10^{29} \sim 10^{34} \text{ 年} \end{aligned} \quad (22)$$

可见, 重规范粒子的质量 m_x 较小, 这是此模型的一个特点. 按此模型算出的 Weinberg 角为

$$\sin^2\theta_w = 0.28 \sim 0.30. \quad (23)$$

这符合于实验结果. 质子衰变的较典型的衰变方式为

$$p \rightarrow 3\nu + \pi^+.$$

实际上, 和黑洞有关的过程中已观察到质子衰变和重子数不守恒现象. Zeldovich^[13] 证明, 具有质量为 $M \sim 10^{19} \text{ GeV}$ 的小黑洞有关的过程, 必须导致核子衰变, 其寿命为 $\tau_N \approx 10^{45}$ 年.

四、质子寿命的测定

Reines 和 Crouch^[14] 首先由实验上测定质

子寿命的下限。前已叙述，质子将会衰变成 π 介子，而此 π 介子又衰变成 μ 子。为准确地获得伴随质子衰变而产生的 μ 子，必须避开宇宙射线背景。为此，他们潜入到 3.2 公里深处的地下，20 吨液态闪烁体当作探测装置，观测岩石中的质子衰变而发射出的 μ 子停滞在液态闪烁体后产生 β 衰变的情形。实验结果，在 2.7 年期间观测到五例 μ 子。如果探测效率取为 34%，那末，伴随 μ 子的质子衰变寿命的下限为

$$\tau_p > 2 \times 10^{30} \text{ 年}, \quad (24)$$

这大致符合于理论结果(20)式和(22)式。

他们计算上述质子寿命下限时假定，由岩石产生的 μ 子将停滞在 20 吨液态闪烁体的几率，应当等于与此相反从液态闪烁体中产生的 μ 子将停滞在岩石中的几率。当然，这种数学究竟有多少可靠性是值得探讨的。由于观测地点在很深的地下且又 μ 子是低能的，这些 μ 子不会是宇宙射线在大气中造成的那些高能 μ 子。质子衰变而产生的 π^- 是衰变成 μ^- 之前被岩石吸收，并且 π^+ 只有一半才能衰变成 μ^+ 。因此，对 $SU(5)$ 模型来说，核子放射出 μ^+ 而衰变的几率只不过是全部的 1/6。今后的实验应当要考虑这些情形，需要把下限提高到 10^{30} — 10^{33} 年左右。

这里有一个问题值得探讨，就是在原子核

内处于束缚状态的质子寿命和自由质子的寿命是否相同的问题。这个问题不仅对实验上选定探测质子衰变所用的物质是重要的，而且理论上也是很重大的问题。最近 Dover^[15] 等人预言核内质子的寿命应比自由质子的寿命要短。类似这种情形的例子我们知道，在 ^{16}O 或 ^{16}N 原子核内的 Λ 粒子的寿命比自由 Λ 粒子的寿命要短 1/3。其主要原因是产生 $\Lambda \rightarrow \pi N$ 衰变时放射出来的 π 介子，被同一个原子核内的其他核子所吸收，产生 $\Lambda N \rightarrow NN$ 反应，此时前者发热量 Q 只有 35MeV，但后者却有 175MeV。对质子衰变也可以考虑同样的效应。由于两个核子的相关，对衰变 $p \rightarrow e^+ \pi^0$ 将会产生与此大致相同几率的反应 $pN \rightarrow e^+ \Delta$ ，亦即 $\Gamma(pN \rightarrow e^+ \Delta) / \Gamma(p \rightarrow e^+ \pi^0) = 1.05$ 。因此，原子核内的核子寿命可能是自由核子寿命的 1/2~1/3。

最近国外不少研究机构提出，测量质子寿命的实验方案，表 2 中列举了主要概况^[7]。由表 2 可以看出，不少研究机构利用几千吨的水，并用光电倍增管观测水中的质子衰变时产生的带电粒子所引起的 Čerenkov 光。大家知道，Čerenkov 光仅仅沿着带电粒子前进的方向上产生，所以其飞迹分成前后两个方向，这使实验观测上造成极为方便的条件。这对衰变 $p \rightarrow e^+ \pi^0$ ， $n \rightarrow e^+ \pi^-$ 将会很敏感，同时可以容易地加大实

表 2 质子寿命测定实验情况

研究 机构	现 状	规 模	实验方法	结 果
Irvine	完 成	~20 吨	液态闪烁体	$\geq 2 \times 10^{30}$ 年
India-Japan	完 成 施工中	~10 吨 →150 吨	热 量 计	~ 2×10^{30} 年?
Pennsylvania	正在工作	→800 吨	水中 Čerenkov 光	$\geq 2 \times 10^{30}$ 年
Irvine-Michigan-Brookhaven	施工中	10^4 吨	水中 Čerenkov 光	} 应当提高 下限为 $\sim 10^{33}$ 年
Harvard-Purdue-Wisconsin	施工中	10^3 吨	水中 Čerenkov 光	
Minnesota	施工中	30 吨 → 10^3 吨	热 量 计	
Frascati-Milano-Torino	施工中	150 吨 → 10^3 吨	热 量 计	

验装置。

此外,还在铁中用计数管制成蜂窝夹层结构,能直接观测铁中的核子衰变时产生的带电粒子。这种方法不仅飞迹很短时也能观测,而且对各种衰变方式都可以使用。除此之外,还有利用热量计,Streamer管等方法。

由于长期的习惯,对质子衰变问题也许感到有些不可理解。但建立大统一理论后,这是必然导致的结论。用实验准确测定质子寿命,这不仅能够检验大统一理论,而且对人类认识宇宙创生与发展的物理机制方面将具有极为深远的意义。

参 考 文 献

[1] 李锡奎、郑哲殊,物理,8(1979),348.
[2] 郑哲殊,物理,9(1980),174.
[3] 郑哲殊,延边大学学报,1(1980),33.

[4] G. 't Hooft, *Phys. Rev. Lett.*, 37(1976), 8.
[5] Yoshimura, *Phys. Rev. Lett.*, 41(1978), 281.
[6] H. Georgi, S. L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.*, 32(1974), 438; H. Georgi, et al., *Phys. Rev. Lett.*, 33(1974), 451.
[7] J. Ellis, CERN Preprint TH 2942 (1980).
[8] C. Jarlskog et al., *Nucl. Phys.*, B149(1979), 29.
[9] D. A. Ross et al., *Phys. Lett.*, 84B(1979), 208.
[10] H. Georgi, D. V. Nanopoulos, *Phys. Lett.*, 82B(1979), 392; *Nucl. Phys.*, B155(1979), 52.
[11] M. Machacek, *Nucl. Phys.*, B159(1979), 37.
[12] J. C. Pati, A. Salam, *Phys. Rev.*, D8(1973), 1240; D10(1974), 275; *Phys. Lett.*, 58B(1975), 333.
[13] Ya. B. Zeldovich, *Phys. Lett.*, 59A(1976), 254; D. N. Page, C. N. Pope, *Phys. Lett.*, 86B(1979), 175.
[14] F. Reines, M. F. Crouch, *Phys. Rev. Lett.*, 32(1974), 493; J. Learned et al., *Phys. Rev. Lett.*, 43(1979), 907.
[15] C. B. Dover, Ling-Lie Chau Wang, BNL Preprint, 26815 (1980).

随机最优化法与光学系统自动设计

陶 凤 翔

(中国科学院上海技术物理研究所)

一、引 言

众所周知,对于有 K 个镜面的光学系统来说,它的象质评价函数 S (如弥散盘、象差等),是组成该光学系统各透镜材料的折射率 n 、镜面的曲率半径 r 、镜面间距 d 、旋转对称的非球面镜的偏心率 e 等光学系统结构参数的函数,即

$$S(n_1 \cdots n_{K+1}, r_1 \cdots r_K, d_1 \cdots d_K, e_1 \cdots e_K \cdots).$$

为了简单起见,将它改写为

$$S(x_1 \cdots x_i, x_{i+1} \cdots x_N).$$

由于所要设计的光学系统受到系统的焦距、后截距、放大倍数、镜面曲率半径不能无限小等条件的限制,而将由光学系统结构参数 $x_i(i=1, 2, \cdots, N)$ 的各自所允许的可变化范围

$a_i \leq x_i \leq b_i (i=1, 2, \cdots, N)$ 所构成的 N 维区域,分割成若干个相互不连续的小区域。因此,光学系统象质评价函数 S 是一个不连续、多极小值的多元函数。但是,目前人们已应用于光学系统自动设计的数学方法(如Wynne的阻尼最小二乘法^[1]、变尺度法、共轭斜量法^[2]等等)只能求得评价函数 S 的极小值,而无法使它从某个局部极小值跳出来,到另一个比它更小的极小值。为此,光学设计工作者只好凭借自己的经验来选择不同的初始结构参数,再进行自动设计,以便设计出满足要求的光学系统。很显然,设计出来的光学系统象质的好坏,完全取决于系统初始结构的选择。因此,在目前已用电子计算机计算、并采用一些数学方法进行自动设计的情况下,光学设计仍然是一个极为复杂的问题。