

坑下方地层中有铀矿体, 铀衰变的子体 ^{222}Rn (气体) 在岩石或土层中扩散, 进入小杯, ^{222}Rn 衰变放出的 α 粒子打在杯中的塑料片上产生径迹。如果塑料片上的径迹数目异常增多, 反映下方有铀矿体存在。这一方法可以感知地表以下 200 至 300 米内的铀矿体, 探测深度比以前采用的 γ 射线测量(探测深度几米)和射气测量(探测深度 20 至 30 米)大得多。

固体径迹探测器已用作射线照相的底片。用塑料片贴在核燃料元件上, 记录 Pu 和 U 放出的 α 粒子径迹 (α 自动射线照相), 可以检查核燃料元件的缺陷、测定燃耗和钚含量。用中子代替 X 光进行照相(中子照相), 用固体径迹探测器记录透射中子强度, 可以在 β , γ 本底很强的情况下分析 X 照相看不到的结构。用固体径迹探测器作中子照相底片, 已对铀燃料棒的结构和浓缩度、含氢物质的结构等进行了测定。

利用固体径迹探测器的径迹是细孔这一特性, 可以制作筛孔过滤器, 筛孔直径大小从 10^{-6} 至 10^{-3} 厘米, 筛孔密度可预先指定, 已用这种过滤器过滤细菌、癌细胞和酵母菌, 滤除酵母菌的啤酒不必冷藏, 可长期保存。用一个径迹作成的单孔过滤器已实现了有如病毒大小和数目的测量。

七、结束语

固体径迹探测器由于具有能克服本底、分辨粒子和记录古代径迹的能力, 因此在许多科学和技术部门得到了广泛应用, 在某些学科, 甚至形成了新的研究领域, 展现出新的发展前景。在解决这些问题的同时, 固体径迹探测器又将会得到进一步的发展。

参考文献

- [1] P. Vater et al., *Nucl. Instrum. Methods*, **147** (1977), 271.
- [2] D. C. Aumann et al., *Nucl. Instrum. Methods*, **150** (1978), 233.
- [3] G. Somogyi et al., *Nucl. Instrum. Methods*, **147** (1977), 287.
- [4] P. B. Price et al., *Phys. Rev. Letters*, **35** (1975), 487.
- [5] W. Enge, *Nucl. Instrum. Methods*, **147** (1977), 211.
- [6] D. S. Gemmell, *Rev. Mod. Phys.*, **46** (1974), 129.
- [7] R. L. Fleischer et al., *Nucl. Tracks in Solids*, University of California Press, 1975.
- [8] R. L. Fleischer et al., *Nucl. Instrum. Methods*, **147** (1977), 1.

介绍 1979 年度诺贝尔物理奖

李小源

(中国科学院理论物理研究所)

段三孚

(美国夏威夷大学物理系; 中国科学院理论物理研究所及北京大学物理系)

一、引言

去年十月, 为了表彰格拉肖 (Glashow)、温伯格 (Weinberg) 和萨拉姆 (Salam) 在阐明基本粒子的相互作用性质, 特别是在发展电磁力和弱力统一理论方面所作的贡献, 授予他们物理学的最高荣誉。虽然本世纪已经诞生了量子力学和相对论, 而许多人公认, 这两种自然界基本相互作用力的统一, 又是本世纪物理学最光辉的成就之一, 是物理学的“最高点”。和麦克斯韦在上一世纪完成的电和磁早期统一一样, 用同一规律来解释电磁力和弱力同样代表着一种进步。

初看起来, 电磁力和弱力之间似乎很少有共同之处。电磁力是我们日常生活中所熟悉的, 它把原子结合

在一起并产生光, 它还产生电能并引起各种普通气体、液体和固体的物理和化学反应。在技术方面, 十九世纪麦克斯韦的电磁统一理论是二十世纪近代电气工业的基础。而另一方面, 对弱力的了解却很少。很长时间以来, 始终只模糊地知道它是一种和 β 放射性衰变有关的现象。原子粒子间的弱相互作用, 是维持太阳燃烧过程的基本部分, 但是, 它对地球的根本作用仍不很清楚。因而, 丝毫不奇怪, 成功地建立弱力和电磁力的联系, 并不会立即有实际(技术上)的应用。但是, 任何使自然界简化的努力都曾导致科学和技术的巨大进步, 麦克斯韦在十九世纪完成的电磁统一, 就推动了二十世纪的技术发展, 因而我们可以大胆地预期, 格拉肖、温伯格和萨拉姆在本世纪实现的电磁作用和弱作用的成功统一, 将推动下一世纪的技术飞跃。

二、弱相互作用的历史背景

吴健雄和派伊斯 (A. Pais) 都曾对 β 衰变物理学的早期发展作过很透彻的说明。1934 年, 费密在过去几年量子力学发展的基础上 (包括二次量子化), 完成了第一个有关 β 衰变的计算。当时, 费密已经洞察到, 在弱过程和电磁学间可能有进一步的联系。因此, 他仿效电磁相互作用的矢量-矢量相互作用形式 $j_\mu A^\mu$, 写下了基本 β 衰变的相互作用形式, 费密写下的同样是矢量-矢量相互作用

$$H_{int} \propto (\bar{p} r_\mu n)(\bar{e} r_\mu \nu) + \text{H.C.}, \quad (1)$$

(其中粒子符号 p, n, e, ν 都代表相应的场算符), 核子被看成了轻子 (e, ν) 的源和壑。(1)式中的第一项取最低级, 导致一个中子和中微子消灭而质子和电子产生的过程。因为场算子 ν 可以产生一个反中微子同时消灭一个中微子, 故第一项是和 β^- 衰变有关的: $n \rightarrow p + \bar{e} + \bar{\nu}$ 同时 $\nu + n \rightarrow p + e^-$ 。第二项 H.C. 即厄米共轭, 可以明显写成 $\text{H.C.} = (\bar{\nu} r_\mu e)(\bar{n} r_\mu p)$, 导致 β^+ 过程 $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ 和反中微子俘获反应 $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ 。正是这个反中微子的俘获反应, 给出了中微子存在的第一个具体的经验证据, 1956 年, Reines 和 Cowan 首次观察到了它。

费密的 β 衰变理论本质上是唯象的, 因为在写下第一式时, 他已经假定, 核子和轻子严格地在同一点发生相互作用, 称之为四费密子相互作用。尽管这个假设不那么正确, 但费密的工作却为未来理论的成功奠定了基础。

三、弱过程中宇称不守恒的发现

1956 年, 李政道和杨振宁建议, 在 β 衰变以及一般的弱过程中, 宇称是不守恒的, 他们的建议很快为吴健雄的实验所证实。其他人的实验后来也证实了这点, 这就开创了一个迅速发展的新时期。事实上, 在实验证实之前, 就有许多理论家写下了四费密子相互作用的 V-A 形式。如果略去小的修正, β 衰变的相互作用可以写成:

$$\frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{p} r_\mu (1 + \gamma_5) n][\bar{e} r_\mu (1 + \gamma_5) \nu] + \text{H.C.} \quad (2)$$

值得注意的是, 最早的费密 β 相互作用是矢量型的, 为了说明宇称不守恒而发现 $(1 + \gamma_5)$ 几乎花了二十五年之久!

当然, 这时已经知道 β 衰变并不是唯一的弱过程, 还有 μ 衰变 $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$, μ 俘获 $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$ 等。奇怪的是, 所有这些过程都有近似相同的普适强度。把普适性的概念和 V-A 的概念结合在一起, 很自

然地得出弱流 J_μ 的形式 (预期 μ 中微子 ν_μ 和 e 中微子 ν_e 不是相同的粒子):

$$J_\mu = \bar{e} r_\mu (1 + \gamma_5) \nu_e + \bar{\nu}_\mu r_\mu (1 + \gamma_5) \nu_\mu + \bar{n} r_\mu (1 + \gamma_5) p + \dots \quad (3)$$

因而, 弱相互作用可以写成完整的流 J_μ 和其自身的相互作用,

$$H_{wk} = \frac{G}{\sqrt{2}} J_\mu^\dagger J_\mu + \text{H.C.}, \quad (4)$$

其中 G 是 β 衰变的矢量耦合常数。我们已经假设, 弱流 J_μ 总是使电荷减少一个单位, 所以双线性弱流 (3) 是由一个中性的和一个带电的费密场组成的, 即所谓的带电流过程。这个假设有其任意性, 是为了避免未曾见到的中性流过程

$$\begin{aligned} K^+ &\rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu} \\ K^+ &\rightarrow \pi^+ + e^+ + e^- \\ K_L^0 &\rightarrow \mu^+ \mu^- \end{aligned} \quad (5)$$

而作的。

在这一阶段, 有两个有关的观察暗示了电磁作用和弱作用的联系。一个是 1958 年 Feynman 和 Gell-Mann 建议的同位旋三重态的矢量流假设, 并接着为实验所证实。这个假设指出, J_μ 的奇异数守恒的强子分枝 V_μ 有这样的特性, 使三个算符

$$V_\mu, (J_\mu^I)_{I=1} \text{ 和 } V_\mu^\dagger \quad (6)$$

分别如同单个 $I = 1$ 的三重态的 $I_z = -1, 0, 1$ 的成员变换, 其中 $(J_\mu^I)_{I=1}$ 是非轻子电磁流算符的同位旋矢量部分, 所以, 弱流的一部分是和电磁流相关的! 另一个是前面提到的, 费密理论在形式上与二级电磁作用相似。在 β 衰变的费密理论中, 有效拉氏量是两个矢量流的乘积: $\bar{p} r_\mu n$ (核子) $\times \bar{e} r_\mu \nu$ (轻子)。 β 衰变相互作用和二级电磁相互作用间的一个主要差别在于它们的力程。与库仑场不同, 费密 β 衰变理论的相互作用是短程的, 并且, 作为一种近似, 两个流 $\bar{p} r_\mu n$ 和 $\bar{e} r_\mu \nu$ 可以取在同一时空点 (这是方程 (1) 的根本)。这种短程矢量相互作用可以由有质量的自旋为 1 的带电玻色子 W^\pm 传递。四十年代末期, 相继发现了另外两个弱过程, 即 μ 俘获和 μ 衰变。它们具有同样的有效耦合常数 G (这导致把 (1) 式推广到由 (3) 式和 (4) 式给出的形式), 这实际上进一步增强了和电磁场近似的程度, 其中所有的流, 以同样的基本耦合常数与同一个玻色场相互作用, 其结果就是二级相互作用的普适的流-流形式。用现在的记号书写 (其中强子 p, n, A 等等也同时为相应的 u, d, s 夸克代替), 即为如下的由于交换 W^\pm (动量传递为 q) 的带电流相互作用

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff}^{C.C.} &= \frac{g^2}{2} (J_\lambda^+ + iJ_\lambda^0) \frac{1}{q^2 + M_W^2} (J_\lambda^- - iJ_\lambda^0) \\ &\xrightarrow{q^2 \ll M_W^2} \frac{g^2}{2M_W^2} (J_\lambda^+ + iJ_\lambda^0)(J_\lambda^- - iJ_\lambda^0), \end{aligned} \quad (7)$$

其中

$$J_1^+ + iJ_2^+ = i\bar{u}\gamma_1 \frac{(1 + \gamma_3)}{2} (d \cos \theta_C + s \sin \theta_C) + i\bar{v}_e \gamma_1 \frac{(1 + \gamma_3)}{2} e + \dots, \quad (8)$$

θ_C 是 Cabibbo 角,用以调节强子流的 $\Delta S = 0$ 和 $\Delta S = 1$ 部分贡献的相对强度。把 (7), (8) 式和四费密子相互作用形式 (4) 相比较,我们得到下面这个非常重要的关系:

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}, \quad (9)$$

其中 G 通常称为费密耦合常数,其值约 $1.023 \times 10^{-5} m_p^{-2}$ 。

在这个时期,有许多物理学家注意到, g 在弱作用中起的作用,类似电荷 e 在电磁相互作用中起的作用(其中 $\frac{e^2}{4\pi} = \alpha = \frac{1}{137}$), 如果 $g \sim e$, 那么弱作用将和电磁作用有类似的强度,这就给了 W^\pm 粒子的质量以一个标度,大约为 100 GeV。

四、格拉肖和粲数的预言

格拉肖的工作作风在他有关粲数的工作中,得到了最好的体现。格拉肖有十分丰富的想象力和创造力,物理思想经常如同“机关枪”般地迸发出来,因此,很自然他很少有耐心去从事冗长而繁杂的计算。他的工作总是既简单又明了,物理直觉在其中起着重要的作用。

一个简单却又很好的经典例子,就是他和 Bjorken 在 1964 年合作的一件工作。在这个工作中,粲数第一次被用来命名一个假想的新粒子。当时,已经知道有四种轻子 $\nu_e, e^-, \nu_\mu, \mu^-$, 但是,只知道有三种夸克,如果把夸克和轻子都当成是基本的,这是很奇怪的。为了恢复夸克和轻子的对称, Bjorken 和格拉肖猜测,存在第四种夸克即粲夸克 c , 采用的机制是破缺的 $SU(4)$ 对称。

实际上,格拉肖 1961 年的一篇文章就可以给人一种强烈的暗示: 与带电流弱作用相比,中性弱流不会小。当然,早在 1960 年,李政道和杨振宁就已经强调过可能存在中性轻子流。例如,利用高能中微子束,就有可能去研究 $\nu + p \rightarrow \nu + p$ 和 $\nu + n \rightarrow \nu + n$ 是否存在。这个过程包含 $(\bar{\nu}p)(\bar{\nu}\nu)$ 和 $(\bar{\nu}n)(\bar{\nu}\nu)$ 形式的耦合(其中,为了简化略去了 γ 矩阵),也就是说,中性流是方程 (1), (3) 和 (8) 中带电流的对应物。那么,为什么在 1960—1970 这整整十年中,对弱相互作用中性流很少有兴趣呢? 其原因是,方程 (8) 要包含中性流分量 J_3^+ 的最自然的推广,就要求 J_3^+ 的形式为(略去 γ 矩阵,并设 $d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C$):

$$\bar{u}u - \bar{d}'d' = \bar{u}u - \cos^2 \theta_C \bar{d}d - \sin^2 \theta_C \bar{s}s - \cos \theta_C \sin \theta_C (\bar{d}s + \bar{s}d). \quad (10)$$

(10) 式右边的最后一项,很明显有 $\Delta S = \pm 1$, 所以甚至在最基本的(树图)这一阶,都会有奇数改变的中性流,这是和实验尖锐矛盾的。实际上,通过中性流的衰变率同通过带电流的衰变率之比是大大压低了,例如

$$[\Gamma(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) / \Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu)] \simeq (4 \pm 1) \times 10^{-9}$$

$$\text{和} \quad [\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}\nu) / \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu)] < 1.2 \times 10^{-3}.$$

1970 年,格拉肖和他的合作者 Iliopoulos 和 Maiani, 利用一个十分简单但物理上十分清晰的技巧,越过了这个障碍。现在大家都称为 GIM 机制。他们十分认真地看待粲夸克 c 的存在,并且假定流 J_3^+ (并且相应地对带电流分枝 $J_1^+ \pm iJ_2^+$) 必定不仅包含来自 (u, d') 二重态的贡献,同时还有来自二重态 (c, s') 的贡献,其中 $s' = s \cos \theta_C - d \sin \theta_C$, 是和 d' 正交的线性组合,因而

$$J_3^+ \sim (\bar{u}u - \bar{d}'d') + (\bar{c}c - \bar{s}'s'), \quad (11)$$

并且, (10) 式中不希望有的 $(\bar{d}s + \bar{s}d)$ 被消去。因此,和没观察到或被高度压制的奇数改变的中性流过程,并没多大矛盾。而与此同时,又为 $\Delta S = 0$ (奇数守恒) 的中性流过程的可能存在,开辟了广阔的前景。这些过程如 $\nu + p \rightarrow \nu + p$, $\nu + n \rightarrow \nu + n$ 等等,它们或许是由中性的中间玻色子 Z^0 为媒介的。作为本节的末尾,我们想指出 M. Gaillard 和 B. W. Lee 在 $K_L^0 - K_S^0$ 质量差的基础上,估计了粲夸克的质量(约几个 GeV), 证明了因 GIM 机制所引起的“图的部分相消”,对于给粲夸克以一个合理的质量是很关键的。

五、 $SU(2)_L \times U(1)$ 温伯格-萨拉姆规范模型

对任何一个电磁作用和弱作用统一模型,人们首先需要指定基本的规范群,轻子和强子的多重态结构,规范玻色子和它们间的耦合以及对称性破坏机制。很明显,最小的群也必须能容纳带电弱流 $C C$ (中间玻色子 W^\pm), $\Delta S = 0$ 的中性弱流 NC , 以及电磁流 EMC 。因而它是和 $SU(2) \times U(1)$ 相似的某种东西,其中 $SU(2)$ 是弱同位旋群 T , 而 $U(1)$ 是弱超荷群 Y_W 。 $SU(2)$ 的伴随表示包括两个带电流和一个中性流,而和 $U(1)$ 相联系的是另一个中性流。请注意,如果我们放弃中性流,单有 $SU(2)$ 或许就已足够了。早在 1957 年, Schwinger 就已经沿着这条路线,尝试过统一弱作用及电磁相互作用。另外,如果我们对弱和电磁的统一不感兴趣,那么,对带电流和中性流弱作用,或许单有 $SU(2)$ 也是足够的。现在大家接受的弱电对称性是以 $SU(2) \times U(1)$ 为基础的,它是格拉肖 1961 年在 *Nuclear Physics* 杂志上的一篇文章提出的 (Gell-

Mann 在 1960 年罗彻斯特会议的评述报告中, 就曾给过初步的说明)。

为决定多重态, 左手费密子 (轻子和有色夸克) 填充弱同位旋二重态, 右手费密子填充弱同位旋单态. 这样做的动机, 是要用最简单的方法, 使成功的 V-A 形式的带电流相互作用能再现出来, 我们把多重态明显地写下来,

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L; \bar{e}_R, \bar{\mu}_R, \bar{u}_R, \bar{d}_R, \bar{c}_R, \bar{s}_R, \dots, \quad (12)$$

其中

$$e_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)e, \quad e_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)e$$

等等。

规范玻色子 $W^{\pm,0}$ 填充 $SU(2)$ 的伴随表示 (有三个生成元) B^0 填充 $U(1)$ (一个生成元)。同时, 还有一个标量 Higgs 玻色子的弱同位旋二重态 $\begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$ 和它的共轭 $\begin{pmatrix} \varphi^- \\ \varphi^{0+} \end{pmatrix}$ 。

1961 年的格拉肖模型, 有一个很大的困难。电磁效应交换的是无质量的光子, 而弱作用的承担者 W^{\pm} , W^0 却必须相当重, 只有这样才对。格拉肖最初描述这个理论时, 未能找到一种简洁的方法, 给弱作用的承担者以足够的质量, 而是硬把质量塞进拉氏量中去的。1967—1968 年间, 温伯格和萨拉姆分别独立地提出, W^{\pm} , W^0 和 B^0 实际上最初都是无质量的玻色子 (因此和基本的局部规范不变原理是自洽的)。后来, 他们实质上把 Higgs 机制 (与真空不变性引起的对称性自发破缺有关), 运用到原先的理论。正是这个过程, 无质量的规范玻色子吞吃了 Higgs 玻色子, 从而得到了质量! 实际上, 只是 φ^+ , φ^- 以及线性组合 $(\varphi^0 - \varphi^{0+})/\sqrt{2}$ 作为粒子, 从理论中消失, 变成了有质量的规范玻色子的纵向分量。第四个成员 $H = (\varphi^0 + \varphi^{0+})/\sqrt{2} - \nu$ (实数) 仍然是物理的, 它是一个中性的, CP 为偶的有质量的标量粒子, 我们必须记住, 在集合 (W^0 , B^0) 中必须有一个实在的玻色子, 对应零质量光子 γ , 而不必乞求 Higgs 机制。物理场 A_μ (光子) 和 Z_μ (有质量中性弱玻色子) 实际上是 B_μ 和 A_μ^3 的线性组合:

$$\begin{aligned} A_\mu &= \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W_\mu^3, \\ Z_\mu &= \sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W_\mu^3. \end{aligned} \quad (13)$$

这个机制, 得出了带电的和中性的中间玻色子间的一个质量关系

$$m_Z = m_W / \cos\theta_W \quad (14)$$

中性流弱作用和电磁相互作用可以写成

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{NC+e.m.} &= (g/\cos\theta_W) Z_1 (J_1^3 - \sin^2\theta_W J_1^3 \cdot m) \\ &+ g \sin\theta_W A_1 J_1^3 \cdot m. \end{aligned} \quad (15)$$

从历史上讲, Z_1 和 $J_1^3 - \sin^2\theta_W J_1^3 \cdot m$ 的耦合, 在 1961 年格拉肖的论文中已经出现过, 并且也已经引入了角

物理

度 θ_W 。但是, 当时他并不知道 Higgs 的特殊的对称性破缺机制 (实际上, 大家知道, 这个机制是 1964 年纯粹由 Higgs 本人引入的), 因而, 格拉肖把和 Z 耦合的绝对强度当成是任意的。

中性流的有效流-流相互作用变成

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff}^{NC} &= (g^2/\cos^2\theta_W) (J_1^3 - \sin^2\theta_W J_1^3 \cdot m) \cdot \\ &\frac{1}{q^2 + M_Z^2} (J_1^3 - \sin^2\theta_W J_1^3 \cdot m) \\ &\xrightarrow{q^2 \ll M_Z^2} \frac{8G}{\sqrt{2}} (J_1^3 - \sin^2\theta_W J_1^3 \cdot m) \\ &\cdot (J_1^3 - \sin^2\theta_W J_1^3 \cdot m), \end{aligned} \quad (16)$$

其中已经利用了方程(9)和(14)。请注意, 中性流的有效强度与带电流的强度相同 [方程(7)和(9)], 都是以费密常数 G 测量的。

最后, 从方程(15)可知, $\mathcal{L}_{e.m.} = g \sin\theta_W A_1 J_1^3 \cdot m$ 。但是, 这应是大家熟悉的电磁相互作用, 所以, 我们必须有恒等式 $g \sin\theta_W = e$ (一个最引人注目的结果!)。因为实际上可以通过做纯粹的“弱相互作用实验”来得到 g 和 $\sin\theta_W$, 我们又可以通过上面的关系导出电荷的大小。所以, 弱电统一已经在握。

Higgs 使格拉肖模型返老还童, 这个模型现在被称为“温伯格-萨拉姆模型”。1971 年, G. 't Hooft 证明, 这个模型实际上是可重正的, 因而得到了最广泛的欢迎。和早年不可重正的费密型理论不同 [见方程(1), (4)和(7)], 在这个 $SU(2) \times U(1)$ 的标准模型体系中, 可以含糊地计算高级弱过程。

六、实验验证

实验的喝采声很快接踵而来。1973 年, 在西欧中心的泡室 Gargamelle 中, 发现了弱相互作用的中性流。其中中微子和靶粒子发生相互作用之后, 仍然是中微子。这是第一个有利于弱电统一理论的生动的实验证据。此后, 很快涌出一大堆疑难。

光确定有 $\Delta S = 0$ 的中性流是不够的。我们还必须同时确定, 为什么奇异数改变的中性流过程, 例如中性 K 介子衰变为 μ 介子对, 会如此罕见。因此, 我们需要确立粲夸克的实在, 使得可以用 GIM 机制来禁戒通过 (奇异数改变的) 中性流的直接衰变。1974 年 11 月, 布鲁克海文的丁肇中小组和斯坦福直线加速器中心的 Richter 小组, 同时发现了一个格外稳定的重介子 J/ψ 。

这个粒子被解释成是由粲夸克及其相应的反夸克组成的束缚态, 并且束缚的粲粒子谱为 SLAC 和 DESY 的进一步实验所解决。1976 年, Gerson Goldhaber 领导的 LBL-SLAC 实验组确立了粲粒子本身的存在。粒子物理进入了一个新时期, 丁肇中和 Richter 的发现, 在 1976 年诺贝尔物理奖中得以承认。

但是, 仍然有一系列工作要做。特别是, 物理学家

不得不研究中性流的详细行为,看看它是否遵从由最简单的 $SU(2) \times U(1)$ 弱电理论所给出的规则,或者还需要某种更精致的形式。

因为实验的结果总会有统计涨落,所以不可避免地会出现短暂的和理论不符的奇怪现象。但是,给人以深刻印象的是,所有经历了时间考验的结果都与格拉肖、温伯格和萨拉姆原先提出的最简单的电弱现象模型相一致。事实上,在过去的五年中,我们可以列出很突出的一张实验的单子,它们似乎都和标准的理论想法不相符。但是,结果发现,在所有这些情况下,实验都是错的!这使我们想起 R. P. Feynman 1957 年的一句名言:“在某个阶段,每个好的理论必定会和几个所谓‘可靠’的实验不符!”

但是,或许最重要的理论预言尚未得到检验。正如麦克斯韦的电磁理论是在赫兹发现了电磁辐射之后才真正被肯定,弱电统一理论的证明也必须等到发现它自己的辐射以后。

理论对提供这种辐射的重粒子确实做了很严格的预言,但是,都超出了当今实验室的能力范围。注意到方程(9),并把它和统一条件 $e^2/g^2 = \sin^2\theta_w$ 结合起来,消去 e^2 ,我们就得出著名的 1967 年的温伯格质量公式

$$m_w \cong 37.3 \text{ GeV} / \sin\theta_w. \quad (17)$$

联系方程(14),我们看到,知道了 $\sin^2\theta_w$, 就能不含混地决定 W^\pm 和 Z^0 的质量。实际上,由低 q^2 的弱中性流(NC)数据决定的 $\sin^2\theta_w$ 约 0.23, 所以

$$m_w \cong 78 \text{ GeV}, \quad m_z = 89 \text{ GeV}. \quad (18)$$

现在,西欧中心正在建造质子和反质子对撞机,并预计在八十年代早期开始做实验,这将第一次打开预计能观察到这种辐射的能量领域。

温伯格-萨拉姆理论中另一个有待检验的重要成分是对称性自发破缺机制的 Higgs 粒子。我们看到,在最小的 $SU(2) \otimes U(1)$ 模型中,预期必有一个这样的中性 Higgs 标量粒子,并且不可能对 H 的质量作肯定的预言。但是,这种 Higgs 机制对温伯格-萨拉姆理论是十分关键的,必须有某种东西出现。

七、规范理论的替代物

在发展和应用以局部规范不变性原理为基础的量子场论方面,已经取得的惊人进展,这是过去十年的标志。以对称性自发破缺(Higgs 机制)为基础的弱电统一理论,也已经起到了最令人难忘的作用,荣获 1979 年诺贝尔奖金就是最好的证明。正如我们在前面几节中所看到的,在相当程度上讲,这种发展不仅推动了成功地寻找中性流及粲量子数,同时它们还给出了对中微子感生中性流现象的十分定量的描述。

但是,也正是这种成功,却迫使我们应当以一种特

别批评的眼光去考察,有哪些方面它是特别依赖规范理论概念的,而哪些方面它是和比较普遍的考虑有关的。为了肯定我们确实是沿着一个正确的方向前进,甚至应该做最大的创造性努力。例如,存在 $\Delta S = 0$ 的中性流,并且强度和带电流差不多,这虽然是规范理论发展的历史性成功,但是,这并不是严格逻辑的必然。如果只是因为对称性的原因,那么,正如 S. Bludman 在 1958 年强调的,绝大部分的弱相互作用理论方案,都能很容易地把中性流包含在其中。正是明显地缺乏 $\Delta S = 1$ 的中性流,长期以来阻碍许多理论家把中性流耦合包括进来,但是, GIM 机制在比重正化规范理论更为普遍的框架内同样能解决这个问题(事实上, GIM 机制的提出,先于现在计算重正化的 't Hooft 公式)。另一方面,标准的温伯格-萨拉姆 $SU(2) \times U(1)$ 模型和实验数据的定量符合是难以驳倒的:它为一般的弱电规范理论提供了明显的客观支持,并且也对特殊的 $SU(2) \times U(1)$ 方案提供了同样有力的支持。但是这种证据似乎并没有严格检验过:是否不可能在不必假定可重正规化理论,也不必假定存在中间矢量玻色子分立集合的框架中,以一种可信而且更普遍的形式,求得同样的结果。两位杰出勇敢的理论家 J. D. Bjorken 和 J. J. Sakurai (和 P. Q. Hung 一道),在他们于 1977—1979 年发表的文章中,接受了寻找规范理论替代物的挑战。他们证明(虽然比较唯象),这种框架是存在的:不需要假定弱电统一,不需要假定中间玻色子的存在,不需要假定存在自发破缺的局部规范对称性(通过 Higgs 玻色子的真实存在来体现的),同样能够得到标准模型对中微子感生中性流的全部预言。他们所假设的只是一个弱相互作用的总体 $SU(2)$ 对称性和普适性。例如,他们从方程(7),(9)和(16)式注意到,从一个 Adler-Tuan 形式的有效的 $SU(2)$ 不变的相互作用出发,就可得到带电流和中性流的总拉氏量

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{4G}{\sqrt{2}} \mathbf{J} \cdot \mathbf{J}, \quad J_i^3 \longrightarrow J_i^3 - \sin^2\theta_w J_i^3. \quad (19)$$

并且,只要假定没有 $SU(2)$ 单态的弱量子和 ν_μ 的耦合,以及在特殊的混合中,有一定量的电磁对称性破坏,方程(19)就可实现。也就是说,等价性所要求的一切,只是要在 J_i^3 (它是由带电流的 $SU(2)$ 同位旋旋转产生的)加上一个光子交换项,以及中微子有一定电荷半径。但是,规范理论的某些定性结果仍然保留。例如,在这个推广中,传递 ν - q 弱力的重要状态(所谓“弱量子”)仍然有自旋 $J = 1$ (但可以连续),平均质量不到 175 GeV, 并且必定会在 e^+e^- 湮火中大量产生。规范理论的替代模型当然不是可重正的。把可重正性作为选择理论的要求和判据,似乎有点过分。Bjorken 就始终不能理解这一点,他论证道,如果我们是自洽的,或许我们都不得不抛弃广义相对论。很明显,即使有

人证明广义相对论根本是不可重正的,但也不能放弃这个理论。

因为不论是由方程(18)式所给出的质量的弱玻色子也好,还是 Higgs 标量粒子 H 也好,实验上都尚未确认,而所有经过检验的温伯格-萨拉姆规范模型的预言,又都能从一个替代模型中再现出来,某些人或许会感到奇怪,1979 年诺贝尔物理奖是否早熟了。我们觉得,这种态度或许是过激了。无论最终裁决是否在弱电统一理论一边,格拉肖有关粲粒子的工作肯定是无懈可击的。另一方面, $SU(2) \times U(1)$ 的温伯格-萨拉姆形式,由于它内在的吸引力,已经极迅速地产生了一个在低能和中能范围的非常成功的弱中性流唯象学,而这已经在大量的实验中经受了时间的考验。

经常有一些国际友人问起本文作者之一的段三孚,为什么中国要选择高能物理作为实现四个现代化的科学技术规划的带头学科之一,或许可以妄加猜测如下。高能物理(及分子生物学)是基础科学的前沿学科,它力图揭示自然界更深刻更使人惊奇的秘密。三位美籍中国血统的粒子物理学家(李政道、杨振宁、丁肇中)已经因为他们在这个领域中的工

作,荣获了诺贝尔奖金。另一方面,国际科学界普遍认为,荣获诺贝尔奖金这一科学的最高奖赏的个人以及哺育他的国家,不容置疑地已经进入科学技术的最前列。中国依靠她的九亿五千万天才而勤奋的人民,极其有理由希望,她进入科学前列的首次突破会是在高能物理领域。段三孚对中国有个预言,这就是,在未来的 1980—1990 这十年间,至少将看到有一位中国粒子物理学家作出具有诺贝尔奖金水平的工作,并且或许会在这个时期荣获诺贝尔奖金。

后记:作者极其高兴地收到萨拉姆教授四月十六日的来信。萨拉姆教授在信中写道:“我刚刚读过你们写的关于介绍诺贝尔物理奖的文章,很有兴趣。这封信是向你们建议,如果能在文章的中文本中加上我的一段话,我将十分感激。作为中国和中国物理学界的一位老朋友,我完全同意在你们文章的最后一段中所表达的意见,按照我对中国物理学以及对我的中国朋友和同事的经验,我相信,你们对 1980—1990 年的预言肯定会变成现实。”

萨拉姆教授是国际知名的理论物理学家,是中国物理学界的一位老朋友。1965、1966、1972 和 1978 年,他曾四次应邀访问中国和讲学。1965 和 1966 年,他曾会见过毛主席,并在 1965、1966 和 1972 年三次会见过周恩来总理。

.....

(上接第 471 页)

处理。这些方法并不是对所有晶体都是可行的,而分子束外延是在超高真空中进行,所生长的外延层表面是“清洁”的理想表面。在系统内装上所需的分析仪器,可对结晶生长的原始过程、表面结构及其组份等进行现场研究,可以获得表面电子状态和晶体生长机理等各种知识。还可以在系统内对晶体施以各种处理,包括有意识地逐步加入各种气氛以研究表面的变化过程及结果,这是表面物理研究的一个重要方面。分子束外延是表面科学研究的一个重要手段。

四、结 束 语

分子束外延由于其本身具有的特点,在国际上引起了极大的兴趣,但它的外延机理目前还不很清楚。对生长动力学虽然也提出过一些模型,但如何从微观角度给予解释尚待深入研究。掺杂机理也还没有认真研究。在已成功地外延单个分子层的情况下,杂质互扩

散将起着重要作用,所以杂质行为必将引起重视。

分子束外延不足之处是设备要求精度高,仪器多而且造价贵,生长缓慢,效率低等。此外,还有一些固有缺点,例如,由于所用的分子束是中性分子,所以粘附系数小的分子很难淀积;由于分子束是以真空蒸发为基础的,所以对于蒸气压低,难于蒸发的物质或蒸气压过高且蒸发难于控制的物质,都难于进行分子束外延。

随着科学技术的发展,人们预料,若把分子束外延与其他技术如气相外延、离子注入等配合使用,它的应用将更为广泛。

参 考 文 献

- [1] 高橋清,電子材料,13-2(1974),132.
- [2] L. L. Chang, R. Ludeke, in Epitaxial Growth, ed, M. J. Wauchope, New York, Academic. (1975), Pt. A., p. 37.
- [3] 織田 善次郎,電子材料,16-5(1977),31.
- [4] C. D. Thurmond, J. Phys. Chem. Solids, 26 (1965), 785.