

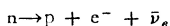
标准模型的实验确认

童国梁

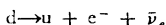
引言

在历史上人们对自然现象的认识似乎常常会出现某种相似性,例如在上世纪六十年代,天才的英国物理学家马克斯韦(Maxwell)第一次把电和磁相互作用统一为电磁相互作用,这种理论涉及到作用于电荷和电流之间一种矢量场(电磁场).而整整一百年后,格拉肖(Glashow)、温伯格(Weinberg)和萨拉姆(Salam)首先又把弱和电磁相互作用统一为弱电相互作用,使得人类对自然规律的认识又迈出了重要的一步.现在人们把他们的弱电理论称为标准模型.

大家知道,典型的弱相互作用是原子核 β 衰变



若用夸克,该衰变可表示为



在标准模型出现前, β 衰变是由费密理论描述.在费密理论中,弱作用被描述为参与反应的四个费密子以费密常数 G 表征的紧(类点)相互作用,如图1(b)所示,在标准模型中,引入了大质量的中间玻色子 w^\pm, z^0 ,费密子之间的弱相互作用是由这些玻色子传递的.中子的 β 衰变就可表示为图1(a).而费密子理论只是标准模型在低能下的近似.

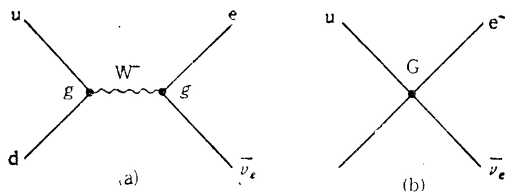


图 1

在标准模型中,需要一个耦合强度正比于耦合粒子质量的标量粒子希格斯(Higgs),这样可以克服高能发散的问题,使标准模型成为可重整化的理论.在这种模型中, w^\pm, z^0 对轻子和夸克的耦合强度与光子对轻子和夸克的耦合强度相同, $g = e$,也即弱和电磁相互作用是统一的.在大动量传递下($q^2 > 10^4 \text{ GeV}^2$),标准模型显示了电磁作用和弱作用之间的对称性;而在低能情况下,标准模型又让弱作用表现出短程和微弱的特点.

标准模型的实验确认是近十余年高能物理研究中最辉煌的成就.这类实验很多,大体可以分为三类:1.

弱中性流事例的观察与研究;2.弱电相干效应的探测;3. w^\pm, z^0 粒子的观察,本文对其中的一些重要的实验验证作简要的介绍.

弱中性流事例的观察与研究

根据标准模型,弱相互作用是通过交换大质量玻

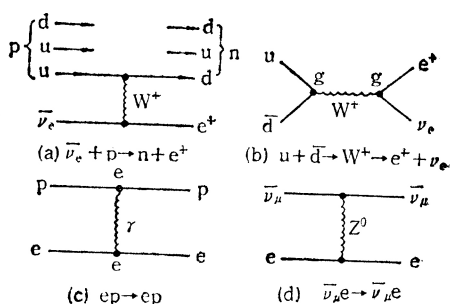


图 2 (a),(b)带电流弱相互作用(c)电磁相互作用(d)弱中性流相互作用

色子 w^\pm 和 z^0 传递的,见图2所示. w^\pm 和 z^0 的质量(以后将会谈到)约为81 GeV和94 GeV. w^\pm 交换的弱相互作用改变参加反应的轻子和强子的电荷,这种反应称为“带电流反应”, z^0 交换的弱相互作用不改变参加反应的轻子和强子的电荷,这种反应称为“中性流反应”.显然,中性流反应的存在是标准模型的自然预言.此外,标准模型还可以预言不同的中微子散射其截面之间的关系,这些预言的实验确认是对标准模型的重要支持.

1. 弱中性流事例的发现

中性流事例是于1973年在欧洲核子中心(CERN)利用高能中微子束 $\bar{\nu}_\mu$ 轰击重液泡室(Gargamelle)的实验中首先被发现的,这是一个 $\bar{\nu}_\mu + e \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e$ 反应.在实验上获得较强的高能中微子束流是进入六十年代以后的事,由于中微子只参与弱相互作用,所以它是弱相互作用的有力探针,自那时以来,人们对弱相互作用的理解发生了急剧的发展.图3展示了获取高能中微子的实验安排.首先用高能质子P与靶T碰撞产生次级 π 和K介子,而后可以通过二极弯曲磁铁,四极聚焦磁铁以及一系列准直狭缝选出某种电荷、一定动量的次级粒子. π 介子进入衰变通道后,其一部分衰变为 μ 子和中微子($\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$). μ 子用铁

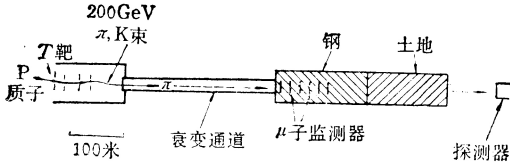


图 3

屏蔽层吸收，最后就剩下中微子在探测器中通过相互作用而被探测。图 4 展示了第一次发现的中性流事例 $\bar{\nu}_\mu + e \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e$ 的泡室照片， $\bar{\nu}_\mu$ 束以水平方向由左入射，反应后 400 MeV 能量的电子相对于 $\bar{\nu}_\mu$ 束以 1.5° 左右的小角度弹出，这个反冲电子是通过沿其径迹的韧致辐射和电子对的产生而被鉴别的。在一百四十万张照片中一共才发现三个那样的事例，可见那类事例的发现绝非易事，但在类似的泡室实验中，中微子带电

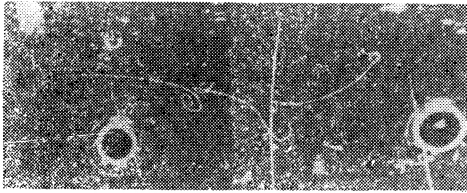


图 4

流事例 $\bar{\nu}_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$ 早在 1963 年就被发现了。

涉及到中性流和带电流的各种中微子-电子散射过程见图 5 所示。其中反应 (i) 和 (ii) 只通过 z^0 交流(中性流)，而反应 (iii) 和 (iv) 既可以通过 z^0 交换(中性流)，又可以通过 w^\pm 交换(带电流)。根据标准模

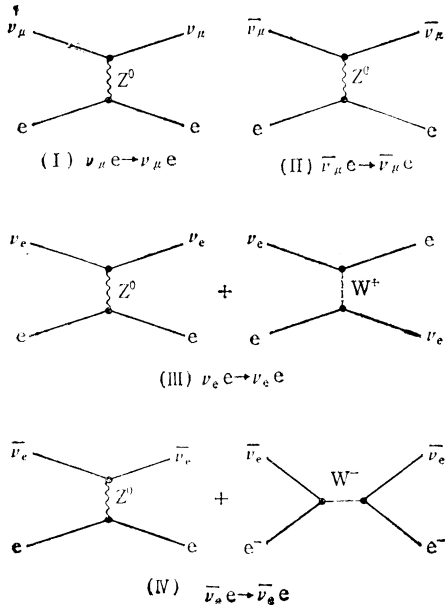


图 5

型，费密子的左旋态和右旋态对 z^0 的耦合 g_L 和 g_R 是不同的，表 1 给出了在标准模型下的中微子-电子耦合。表中的 θ_w 即为温伯格-萨拉姆角，这是需实验确定的一个参数，中微子散射的截面是 g_L 和 g_R 的函数，因此如果实验测得了这些反应的截面比，就可以确定标准模型中的重要参数 $\sin^2 \theta_w$ 。反应 (i) 和 (ii) 的截面

表 1

	g_L	g_R
(i) $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$	$-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w$	$\sin^2 \theta_w$
(ii) $\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e$	$\sin^2 \theta_w$	$-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w$
(iii) $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$	$\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w$	$\sin^2 \theta_w$
(iv) $\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e$	$\sin^2 \theta_w$	$\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w$

已用泡室和计数器的加速器实验测定。由于这类反应截面很低 ($\sigma/E_\nu \approx 10^{-42} \text{cm}^2 \text{GeV}^{-1}$)，总共才发现 400 左右个事例。由这些数据估计得到

$$\sin^2 \theta_w = 0.22 \pm 0.03$$

2. 中微子对核子的深度非弹性散射

在粒子物理的观点看来，中微子对核子的散射可以看成是中微子对组成核子的某一个夸克的散射，质子是由 u, u, d 三个夸克组成，中子是由 u, d, d 组成。由部分子模型可以知道这些夸克(随动量)的密度分布；并且标准模型假设，中微子对各种费密子具有特定的耦合(见表 2)，根据这些模型，可以预言中微子-核

表 2

费密子	$2C_V$	$2C_A$
ν_e, ν_μ, ν_τ	1	1
e, μ, τ	$-1 + 4\sin^2 \theta_w$	-1
u, c, b	$1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_w$	1
d, s, b	$-1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w$	-1

子散射的中性流对带电流反应截面之比

$$R = \frac{\sigma^{\nu N}(NC)}{\sigma^{\nu N}(CC)} = \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_w + \frac{20}{27} \sin^2 \theta_w$$

和

$$\bar{R} = \frac{\sigma^{\bar{\nu} N}(NC)}{\sigma^{\bar{\nu} N}(CC)} = \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_w + \frac{20}{9} \sin^2 \theta_w$$

在中微子-核子散射实验中，中性流反应的截面 $\sigma^{\nu N}(NC)$ 和带电流反应的截面 $\sigma^{\nu N}(CC)$ 是可以由实验测量的，也就是说 R 值是可以测量的。同样，对反中微子-核子散射的 \bar{R} 值也是可以测量的。图 6 展示了 R 和 \bar{R} 之比的实验结果。图上的曲线是当取 $\sin^2 \theta_w$ 不

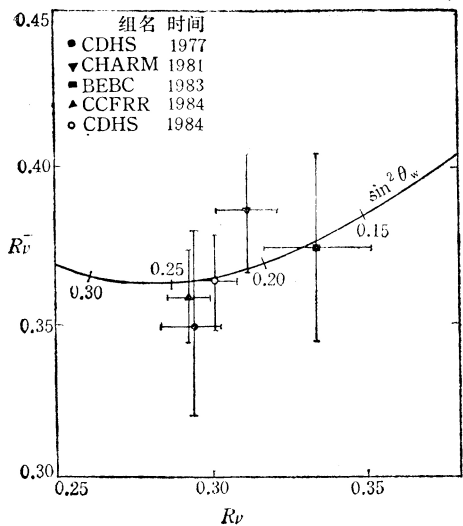


图 6

同值时,标准模型对 R/\bar{R} 之比的预言。每个实验数据都标出了实验偏差。对这类实验结果在世界范围取加权平均得到

$$\sin^2 \theta_w = 0.22 \pm 0.01^{[1984]}$$

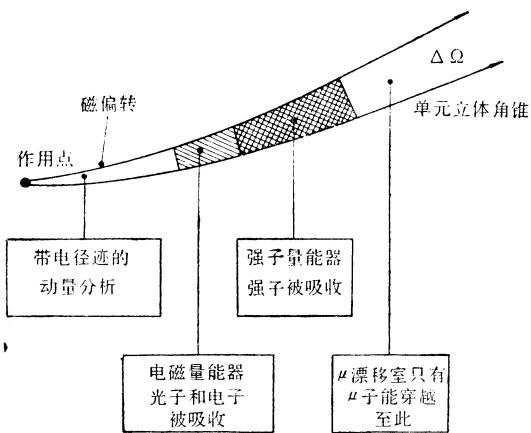


图 7

而这个结果是与由其它实验得出的结果是一致的。

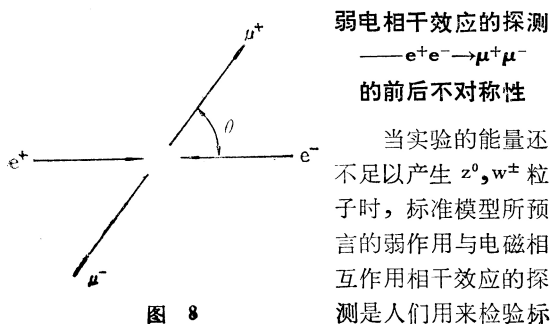
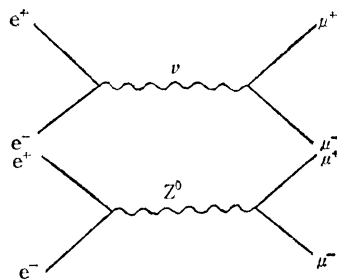


图 8

准模型的重要手段。

从粒子的探测角度来看, μ 子与物质的相互作用很“弱”,穿透性很强,比较容易识别与测量,正因为如此,通过终态 μ 子的探测是研究初态粒子相互作用的一种成功的方法。例如图 7 展示了当代包括不同探测功能的高能探测器层式结构示意图,从对撞点飞出的终态粒子通过中心径迹室(可以分析带电粒子),然后



(a)

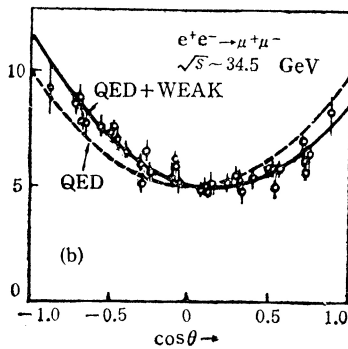


图 9

可能通过电磁量能器(吸收光子和电子),强子量能器(吸收强子,如 π^\pm , 质子等等),这时除 μ 子外的几乎所有可探测粒子(不包括中微子)都被吸收,剩下少数 μ 子进入 μ 子室进行方向和动量分析。因为 μ 子是自旋为 1/2 的费密子,由纯 QED 可以推得,在 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 的过程中,只要

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto (1 + \cos^2 \theta)$$

质心系能量的平方比电子质量平方和比 μ 子质量平方大得多,那么终态 μ 子的角分布具有形式

于 $(1 + \cos^2 \theta)$ 分布有较大的偏离。图 9(b) 展示了在质心能量 $E_{CM} \sim 34.5 \text{ GeV}$ 下终态 μ^+ 或 μ^- 的角分布。图上同时标出了纯 QED 所预言的角分布。实验曲线明显地表现出前后不对称性。

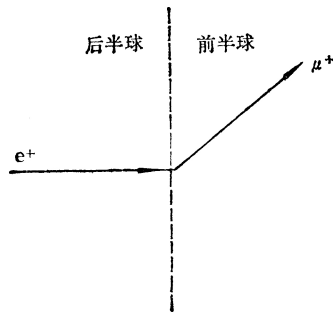


图 10

根据标准模型, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 涉及到光子和 z^0 交换两个图(见图 9(a)), 微分截面具有形式

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{QED}) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{相干})$$

$$\begin{array}{ccc} & \downarrow & \downarrow \\ \text{强度} & \alpha^2/S & GS/\alpha \\ & & \downarrow \\ & & G^2S \\ & & \downarrow \\ & & G^2S \end{array}$$

$$+ \frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{WEAK-弱作用})$$

这里 α 为精细结构常数, $\sim 1/137$, G 为弱耦合常数 $\sim 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$, S 为质心系能量的平方. 在上式中, 第一项为纯光子交换项, 最后一项为 z^0 交换项, 中间项为相干项. 在每项的下面列出了该项的相对强度. 图 9(b) 的数据是在 $\sqrt{S} = 34.5 \text{GeV}$ 的实验下得到的, 这时 $G^2S < \alpha^2/S$, 相干项的相对强度 $\sim GS/\alpha$, 正是这项相干干涉使得终态 μ 子的角分布偏离了纯 QED 的预言 ($1 + \cos^2\theta$). 在实验上通过测量终态 μ 子的前后不对称性来检验标准模型, 由标准模型, 根据图 9(a) 可以算得终态 μ 子的前后不对称性

$$A = \frac{F - B}{F + B} = -6x C_A \quad (12)$$

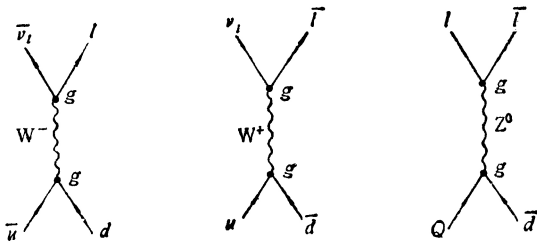


图 11 在 $P\bar{P}$ 对撞中 w^\pm 和 z^0 中间玻色子的产生

式中 $x = \frac{GS\rho M_z^2}{8\sqrt{2}\pi\alpha(M_z^2 + S)}$ 这里已包括了中间

玻色子 z^0 的传递因子. 在图 9(b) 所示的实验中, $S \sim 1000 \text{GeV}^2$, 而我们知道, 中间玻色子 $M_{z^0} \sim 90 \text{GeV}$, 与 M_z^2 相比, S 可以忽略. 于是 A 仅依赖于轴矢量相互作用系数 C_A . 式 (12) 是这样理解的: 若在终态的 $\mu^+\mu^-$ 中, 只考虑 μ^+ , 则 F 表示终态 μ^+ 落在 (相对于 e^+ 方向) 前半球的数目, 而 B 表示落在后半球的 μ^+ 数目 (见图 10). 图 9(b) 展示了在 PETRA 对撞机在 $S \approx 1000 \text{GeV}^2$ 时得到的结果, $A = (-7.6 \pm 1.9)\%$. 若设 $\rho = 1$, 则可从测得的 A 推出 C_A 值. 由这个实验结果, 并结合中微子和反中微子电子散射的结果, 最后定出了 $C_V \approx 0$ 和 $C_A = -\frac{1}{2}$. 这个实验结果是与当取 $\sin^2\theta_w \approx 0.25$ 时的标准模型严格一致的. 在标准模型中, 对 e, μ, τ 的中性流的 C_V 和 C_A 分别为

$$\frac{1}{2}(-1 + 4\sin^2\theta_w)$$

和 $-\frac{1}{2}$ (见表 2).

w^\pm 和 z^0 中间玻色子的观察

在标准模型中, 弱相互作用是由大质量的中间玻色子 w^\pm 和 z^0 传递的. 标准模型给出了这些粒子质量的表达式

$$M_w = \left(\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G}\right)^{1/2} \frac{1}{\sin\theta_w} = \frac{37.281}{\sin\theta_w} \text{GeV}$$

$$M_z = M_w/\cos\theta_w$$

式中忽略了 w 和 z 质量本身的辐射修正. 若考虑到这些修正对 w “自能”的影响, 式中的数值将由 37.281 变为 38.50.

w^\pm 和 z^0 玻色子首先是于 1983 年在 CERN 束流能量为 270 GeV 的正负质子对撞机上的 UA1 实验发现的, 在正负质子对撞中 w^\pm, z^0 的产生用夸克可以表示如图 11. 这里 l 可以是轻子 e, μ 和 τ 中的任一种. 除了衰变到轻子外, 更大量的是通过夸克对衰变到强子: $w, z \rightarrow QQ \rightarrow$ 强子. 在 1983 年发现的 w^\pm 和 z^0 是

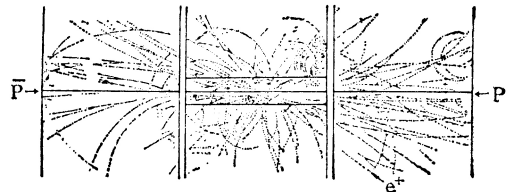


图 12

在下列的产生和衰变模式中被鉴别的

$$u + \bar{d} \rightarrow w^+ \rightarrow e^+ + \nu_e, \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\bar{u} + d \rightarrow w^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e, \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$\left. \begin{array}{l} u + \bar{u} \\ d + \bar{d} \end{array} \right\} \rightarrow z^0 \rightarrow e^+ + e^-, \mu^+ + \mu^-$$

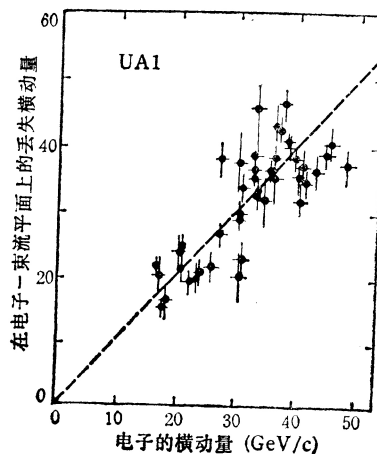


图 13

1. w 粒子的发现

w 粒子是通过 $w \rightarrow e\nu$ 反应而被观察的.

$$P\bar{P} \rightarrow w^\pm x$$

$$\downarrow$$

$$e^\pm \nu_e$$

式中, x 表示 P 和 \bar{P} 中旁观者部分的碎裂产物. 图 12 展示了一个典型的 $w \rightarrow e\nu$ 事例的重建. 限于篇幅, 这里不打算具体

地描述 UA1 实验装置,图 7 描述了它的探测特点,在 UA1 上发现的 $w \rightarrow e\nu$ 事例具有以下特点: i) 在中心

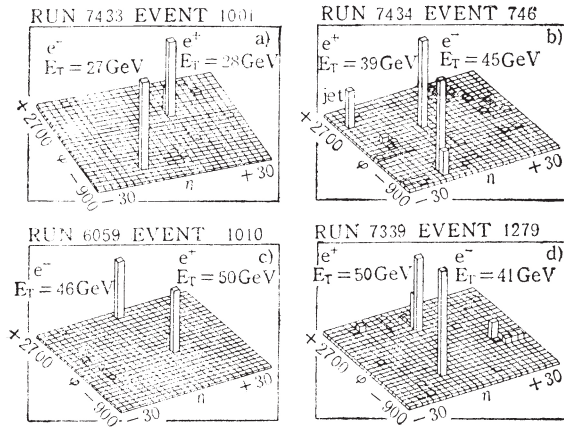


图 14

径迹室中有一条高动量的孤立的带电径迹(ii) 该粒子的能量主要损失在电磁量能器中,而在电磁量能器外的强子量能器中损失能量很小,所以这个粒子是电子.并且实验观察到该电子的横向动量 P_T 很大,这里横向动量是指粒子的动量在垂直于对撞束流方向上的分量. iii) 整个事例的丢失横向动量的数值与电子横向动量 P_T 相近. 整个事例的横向动量是通过对所有次级产物的横向动量求和推得的. 因为在碰撞中涉及到其它夸克产生的次级强子大都具有较低的横向动量,所以丢失的大横向动量被认为是 w 衰变的中微子带走的. 这里需要指出的是在图 12 所示的事例中涉及到

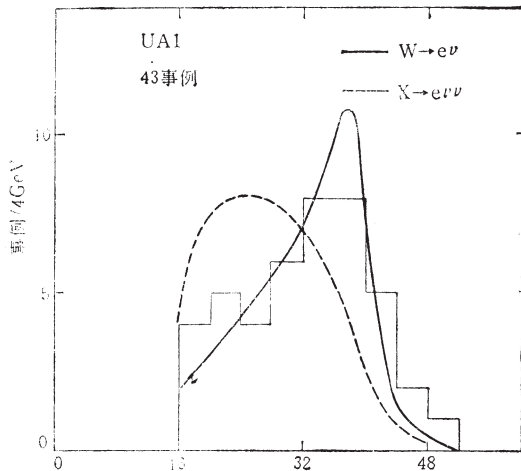


图 15

66 条径迹,要从中最后分析出 $w \rightarrow e\nu$ 事例,实际上是一件难度很大的工作. 图 12 为一个早期发现的 $w^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ 事例,它是能量为 270 GeV 的正反质子对撞中产生的,在束流管道外有 66 条径迹,其中有一条高

能正电子(见箭头所示),它对束流的横动量为 $26 \text{ GeV}/C$,而整个事例的丢失横动量为 $24 \text{ GeV}/C$,这与 $w^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ 衰变中丢失一个中微子的假设一致.

图 13 展示了 43 个 $w \rightarrow e\nu$ 事例在出射的电子 e 和束流线的平面上相对于束流方向的丢失横向动量对出射电子横向动量的分布.

2. z^0 中间玻色子的观察

中间玻色子 z^0 是在反应

$$P\bar{P} \rightarrow z^0 x, z^0 \rightarrow e^+e^- \text{ 或 } \mu^+\mu^-$$

中观察到的.

对于 $z^0 \rightarrow e^+e^-$ 事例在分析中采取了以下的判选

表 3

	$M_w, \text{ GeV}/C^2$	$M_{Z^0}, \text{ GeV}/C^2$
理论值(没有修正)	78.2	89.0
理论值(有修正)	83.0 ± 2.7	93.8 ± 2.2
实验值(1985)	$81.1 \pm 0.8 \pm 1.2^*$	$94.0 \pm 1.0 \pm 1.4^*$

* 这里第一项误差是统计误差,第二项误差是能量标度的不确定性.

标准: i) 在电磁量能器记录有两条大的横向沉积能量 E_T 的带电粒子(E_T 表示能流的横向分量),且 $E_T > 25 \text{ GeV}$,此外在电磁量能器后面的强子量能器中仅有很小的沉积能量,这条要求选出了两条电子 ii) 两条径迹是孤立事例,所谓孤立的要求是指不存在横动量加起来大于 $3 \text{ GeV}/C$ 并指向簇射方向的其他带电径迹.

图 14 展示了通过这些判选而得到的四个 $z^0 \rightarrow e^+e^-$ 事例. 这四个事例的主要特点是都具有两个显著的电磁能量沉积,并且这些事例总的可见横向分量是平衡的(即正,负电子的总横向能量近乎相消),也就是说,没有发射高能中微子.

确定玻色子 w^\pm, z^0 的质量是一件相当复杂的分析过程. 让我们看分析 $w^\pm \rightarrow e\nu$ 过程中 w 的质量,图 13 展示了选出的 43 个 $w^\pm \rightarrow e\nu$ 事例的电子横向动量和(丢失的)中微子横向动量之间相关图. 从图中显示的这两者基本相等这一事实反映出一个重粒子衰变的背靠背的特点. 图 15 展示了电子的横能量 E_T 的分布. 图上也列出了假设 $w \rightarrow e\nu$ 二体和 $X \rightarrow e\nu\nu$ 三体衰变所预期的结果,实验数据与 $w \rightarrow e\nu$ 二体衰变所预期的符合. 为了求出 $w \rightarrow e\nu$ 过程 $e\nu$ 系统的不变质量可以有几种不同的方法

i) 从电子的单举横动量分布推出. 但是这种方法的缺点是需要知道 w 粒子的横向动量,借助于 QCD 的预言,我们得到了 $m_w = (80.5 \pm 0.5) \text{ GeV}/C^2$.

ii) 选出更高的横质量分布,例如取 $P_T^{(e)}, P_T^{(\nu)} > 30 \text{ GeV}/C$,原来 43 个事例中最后只有 26 个事例通过这样的判选,考虑到模型有关的修正后,最后得出

$$m_w = (80.0 \pm 1.5) \text{ GeV}/C^2.$$

并用这种方法还得到了W宽度的上限, $\Gamma_W \leq 7\text{GeV}/c^2$.

表3给出了标准模型对 w^\pm 和 z^0 质量的预言值和实验测量值. 显然, 彼此间是符合得很好的.

希格斯 (Higgs) 粒子何处觅?

近十余年来, 随着标准模型所预言的实验现象逐步被确认, 但是迄今为止, 为标准模型所需要的中性大质量标量粒子-Higgs 粒子尚未找到, 这是标准模型不尽人意的地方. 标准模型并没有预言 Higgs 粒子的质量, 但是赋予它这样的性质, 即它同任何粒子的耦合正比于这种粒子的质量, 此外, 严格的计算还预言了Higgs粒子的上限

$$M_H < (4\pi\sqrt{2}/G)^{1/2} = 1.2\text{TeV}.$$

大家知道, 迄今 w^\pm 和 z^0 是质量最大的粒子, 因此, 在可以作为 z^0 工厂的 LEP 和 SLC 对撞机上寻找 Higgs 粒子应该是很有希望的. 我们可以期待, 在今后的5—10年内对 Higgs 粒子的探索将会取得显著的进步.