

W玻色子质量精确测量 背后的精确计算

李 钊

(中国科学院高能物理研究所 100049)

1. 永不缺席的W玻色子

标准模型中,W玻色子是负责传递弱相互作用的媒介粒子。像现在核电站发电涉及的核裂变反应,是由重元素的放射性衰变过程启动的,该衰变过程本质上是由W玻色子传递诱导的。此外,1957年由李政道、杨振宁和吴健雄一起合作发现的弱相互作用中的宇称不守恒背后的机制(图1)也是由W玻色子传递的纯粹左手的弱相互作用。

1983年欧洲核子中心CERN的对撞机捕捉到了W玻色子,物理学家们对这个传递弱相互作用的带电粒子进行了深入细致的研究。目前,W玻色子的各种性质早已被物理学家们广泛应用在诸如顶夸克自旋关联、希格斯玻色子衰变、B物理中CP破坏、超对称粒子信号的研究中。

目前能量最高的对撞机LHC依然在积累大量

W玻色子相关的数据。而上一代能量最高的对撞机是美国费米实验室的Tevatron,在其于1983至2011的28年运行时间里,依托于该对撞机的D0和CDF合作组做出很多重要贡献,例如首次在实验中发现了顶夸克,积累了大量重要的实验数据。虽然物理学家们已经在最终关机前分析了其中大部分数据,但仍然有可能利用新方法新技术从这些数据中挖掘更多有价值的信息。

2. 出乎意料的高精度W质量测量

2022年4月8日,依然坚持分析Tevatron实验数据的CDF组正式发表了关于W玻色子质量高精度测量的结果(图2)。

CDF组的这一结果引起了物理学家们极大的兴趣,因为此结果的中心值与过去Tevatron上D0组

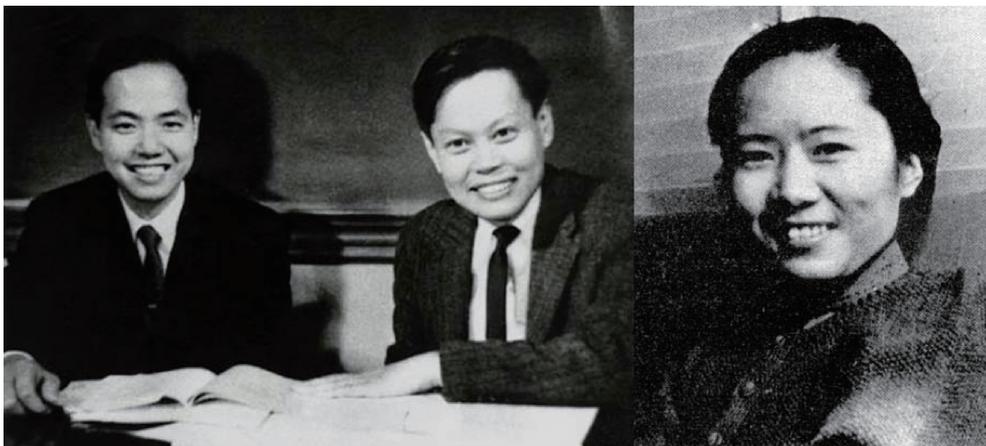


图1 从左至右依次是李政道、杨振宁、吴健雄三位发现弱作用中宇称不守恒的物理学家

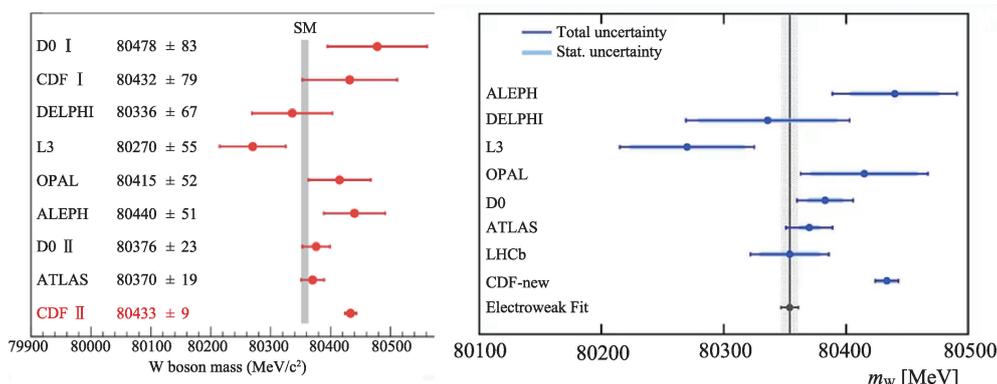


图2 目前各个实验对W玻色子质量的测量结果,可见本次CDF II的结果与其他实验相比与电弱标准模型理论预言中心值有较大的偏差的同时测量误差相应的也较小,很可能预示着某种不为人知的新物理效应或是原先标准模型计算结果有尚未考虑清楚的部分

的结果、LHC上ATLAS组和LHCb组的结果以及电弱全局拟合结果(包含大量实验结果的理论计算值)都有着明显的差异。

其中最令大家意外的是CDF最新的结果有着非常小的误差。通常情况下,实验测量值会在误差范围内围绕真值呈现高斯分布,因此这种显著大于误差的偏离往往意味着某种不可调和的冲突存在。

3. W玻色子质量的“抽取”

在对撞机探测器上,大多数不稳定粒子虽然无法被直接测量,但可以通过收集其衰变产物来重建不稳定粒子的各种物理量。例如,Z玻色子可以衰变到电子和正电子,虽然无法直接测量到Z玻色子,但可以通过探测器非常清楚地测量到正负电子这两个稳定粒子,从而比较精确地确定出Z玻色子的各物理量。

但在轻子衰变道中,W玻色子会衰变到带电轻子(电子、缪子或陶子)和一个中微子,对撞机探测器

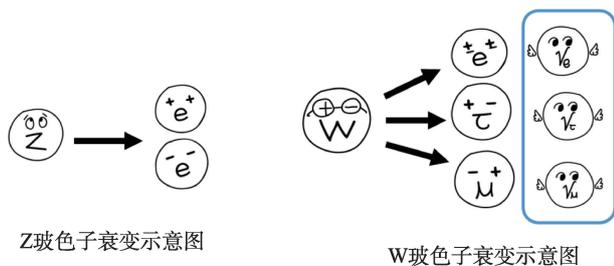


图3 Z玻色子与W玻色子不同的轻子衰变机制

是无法捕获中微子的,故而W玻色子质量的重建就缺失了中微子带走的一部分信息,这使得W玻色子的质量测量存在着较大的难度。

为了解决这个问题,物理学家往往要选取一个形状上对W玻色子质量比较敏感的观测量,比如横向质量分布。物理学家可以通过对横向质量分布的实验数据与相应的理论计算结果进行比较,进而反解出W玻色子的质量。

因此,W玻色子的质量实际上并不是被直接“测量”出来,而是被间接“抽取”出来的。这就导致了W玻色子质量的误差不仅依赖于实验数据的测量统计误差,还依赖于理论计算的稳定性“误差”。

4. 理论“误差”的起源

理论计算为什么会存在“误差”呢?这主要来

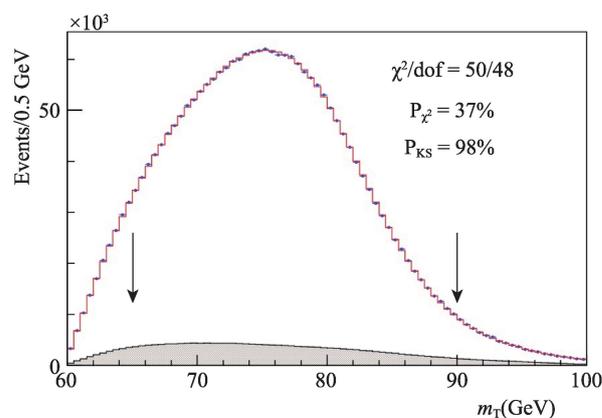


图4 拟合抽取W玻色子质量的横向质量分布图示

源于目前人们采用的理论方法。在 高能粒子物理的研究中,理论物理学家主要使用的是量子场论的理论框架,其可以兼顾狭义相对论与量子力学。在

量子场论中,所有粒子的相互作用行为都是由拉格朗日量所决定的,简称拉氏量,例如著名的标准模型的拉氏量(图 5)。

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{SM}} = & \underbrace{\frac{1}{4}W_{\mu\nu} \cdot W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}}_{\text{kinetic energies and self-interactions of the gauge bosons}} \\
 & + \underbrace{\bar{L}\gamma^\mu \left(i\partial_\mu - \frac{1}{2}g\tau \cdot W_\mu - \frac{1}{2}g'YB_\mu \right) L + \bar{R}\gamma^\mu \left(i\partial_\mu - \frac{1}{2}g'YB_\mu \right) R}_{\text{kinetic energies and electroweak interactions of fermions}} \\
 & + \underbrace{\frac{1}{2} \left| \left(i\partial_\mu - \frac{1}{2}g\tau \cdot W_\mu - \frac{1}{2}g'YB_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi)}_{W^\pm, Z, \gamma, \text{ and Higgs masses and couplings}} \\
 & + \underbrace{g''(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_\mu^a}_{\text{interaction between quarks and gluons}} + \underbrace{\left(G_1 \bar{L}\phi R + G_2 \bar{L}\phi_c R + h.c. \right)}_{\text{fermion masses and couplings to Higgs}}
 \end{aligned}$$

图5 标准模型拉氏量,其中包含了著名的电弱规范理论、量子色动力学、Higgs 机制以及夸克轻子诸多耳熟能详的信息,目前高能物理最前沿的研究内容几乎都在这样一个公式中

其中包括了电磁相互作用、弱相互作用和强相互作用。然而,想要直接解这个标准模型的拉氏量是非常困难的,目前人们常用的主流方法有格点计算和微扰计算。格点计算主要采用大规模数值计算的方法解决部分非微扰的物理问题。

高能对撞机上的散射碰撞问题主要依赖微扰计算。微扰计算的核心思想是由于耦合常数普遍小于 1,对应某一特定物理过程,涉及相互作用越多,其发生的概率越小。因此对最终结果有主要贡献的应该对应于涉及相互作用最少的情况,这也是最容易计算的部分,而更精确的结果可以通过逐次考虑加入更多的相互作用,即增加更高阶的辐射修正效应来实现。

这一点可以类比于大家非常熟悉的圆周率π的

测量,古代的数学家祖冲之在 1500 年前利用有限的技术手段就算出圆周率π是 3.1415926 到 3.1415927 之间,而后随着技术不断进步人们算出圆周率π的位数越来越多,相应的圆周率π的“误差”也就越来越小(图 6)。

在量子场论中,微扰计算的广泛使用得益于费曼(Richard Feynman)(图 7)发明的费曼图计算方法。这个方法能够让稍加训练的大学本科生物计算出,例如粒子散射截面、粒子衰变宽度等曾经非常复杂的理论问题。

在各种计算技术相当发达的今天,经过众多理论物理学家不懈的努力,在个人笔记本计算机上就可以对简单费曼图进行自动化计算。例如 W 玻色子产生过程的最低阶树状费曼图(图 8)。

Infinite series for π	After 1st term	After 2nd term	After 3rd term	After 4th term	After 5th term	Converges to:
$\pi = \frac{4}{1} - \frac{4}{3} + \frac{4}{5} - \frac{4}{7} + \frac{4}{9} - \frac{4}{11} + \frac{4}{13} + \dots$	4.0000	2.6666 ...	3.4666 ...	2.8952 ...	3.3396 ...	π = 3.1415 ...
$\pi = 3 + \frac{4}{2 \times 3 \times 4} - \frac{4}{4 \times 5 \times 6} + \frac{4}{6 \times 7 \times 8} + \dots$	3.0000	3.1666 ...	3.1333 ...	3.1452 ...	3.1396 ...	

图6 圆周率 π

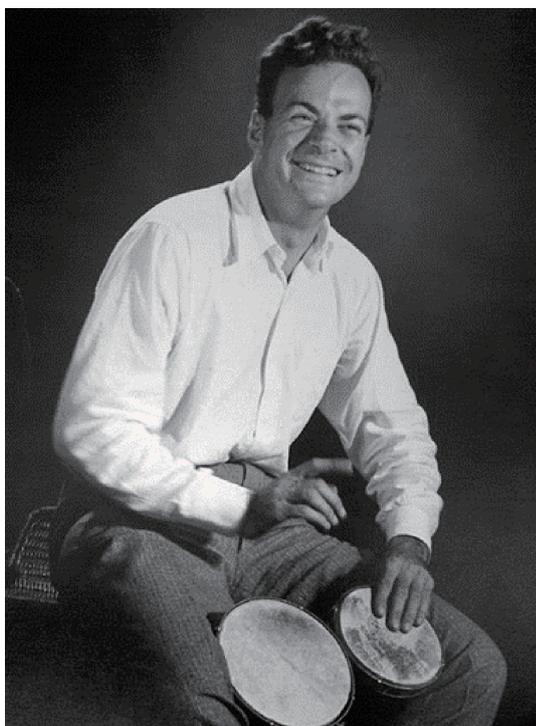


图7 这是邦戈鼓及其鼓手费曼先生,他很会画图

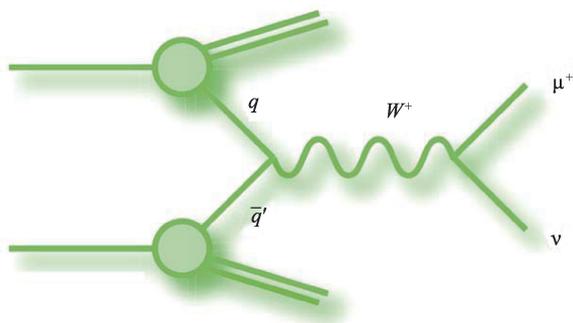


图8 W 玻色子产生过程的最低阶树状费曼图,感谢邦戈鼓手费曼为我们带来的简明图示

然而,微扰计算虽然方便,但是相应的问题也随之到来:人们只能计算一定数量相互作用的修正效应,计算的结果总是缺少更高阶的修正效应,而这正是所谓的理论“误差”的主要来源。

5. 精算掌控理论“误差”

从微扰计算的逻辑出发,加入更高阶的修正效应来让理论计算更为精确,但涉及更多相互作用的费曼图的计算会变得非常复杂。例如在高一阶相互作用的情况下费曼图的计算会出现费曼积分:

$$\int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \frac{N(q, k_1, k_2)}{[q^2][(q+k_1)^2][(q-k_2)^2]}$$

很多同学都曾经苦于大学高数课的一维积分题目,但是费曼积分却是一个非整数D维的积分,其复杂度着实会吓退很多同学。而在更高阶的费曼积分中,甚至有可能会出现求解椭圆积分这种在数学领域也是世纪难题的任务。

此外,人们在计算研究这些微扰逐阶修正效应的时候发现在横动量分布中理论计算和实验结果有着极大的差异(图9)。

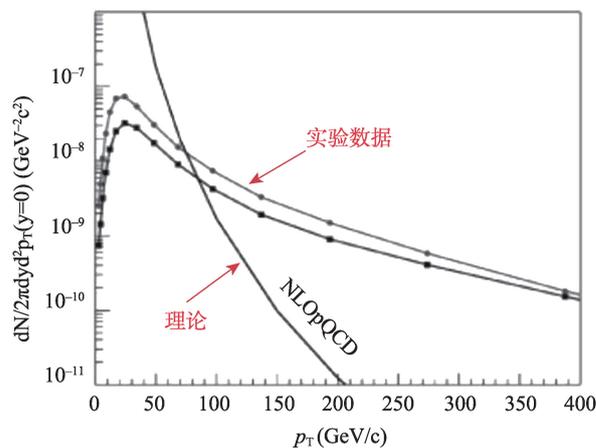


图9 理论与实验的天壤之别 (以强子对撞机上 W 玻色子横向动量分布为例)

这个差异是无法通过加入有限的高阶修正效应能够改善的,为了解决这个问题,物理学家需要求助于“重求和”的方法,通过重整化群方程外推出无穷阶的修正效应,最终使得理论与实验结果符合一致。在相应的具体分析中,人们也发现由重求和技术修正过后的理论计算“误差”确实降低了(图10)。

随着高能对撞机技术的不断进步,实验上获取的数据中的误差在不断降低,提供相匹配精度的理论计算就成为了理论家必须完成的任务。所幸,经过几十年的努力,物理学家们已经将理论计算的精度提高到了足够匹配 Tevatron 和 LHC 这样的前沿实验误差的程度。

在本次的 W 玻色子质量的高精度结果中,CDF 合作组采用了 Z 玻色子数据做标定等手段降低实验误差,同时还使用了能够提供高精度理论计算结

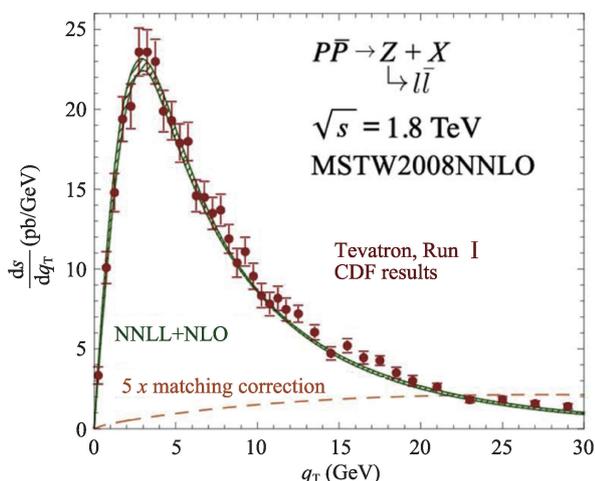


图10 重求和修正过理论计算与实验的对比

果的程序ResBos(图11)。

ResBos由美国密歇根州立大学的袁筒鹏教授开发,历经20多年的维护和升级,参与这个程序的很多人都已经成为前沿领域各方向的专家。

ResBos可以为W玻色子产生等过程快速提供高精度的包含有横动量重求和的理论预言,并长期以来与Tevatron和LHC上的各个实验组保持着紧密联系,ResBos也因此成为了前沿物理分析的标准工具。

近几年人们也陆续开发了不同风格的用于提供矢量玻色子产生过程的高精度理论预言的计算程序,例如DYturbo和Radish等。

在W玻色子质量精确测量中,控制误差的关键除了上面提到的微扰论提供的精确理论计算之外,部分子分布函数的误差控制也极其重要。而其中就依赖于大量实验数据的把控、非微扰QCD的初始函数形状以及描述能标演化的DGLAP方程。

目前主流的部分子分布函数合作组有CTEQ、MMHT和NNPDF。其中CTEQ合作组是美国密歇根州立大学的董无极教授发起,目前由袁筒鹏教授领导。CTEQ合作组有着严谨务实的传统,其开发的部分子分布函数也被广泛地应用到实验分析和理论研究中。

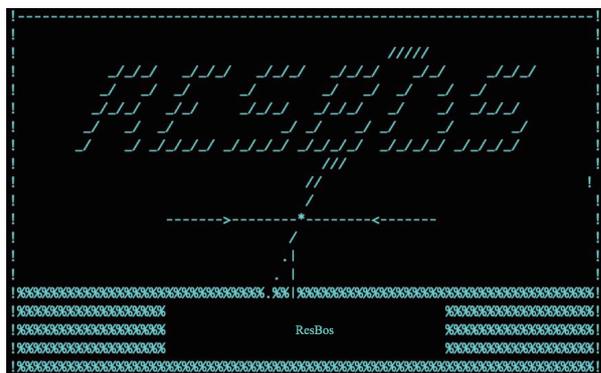


图11 ResBos启动字符画

6. 挑战和机遇

面对来自实验学家的不断提高精度的实验数据,或者未来进一步的实验数据,理论学家也在利用各种手段逐步解决各种高难度的挑战,在这个过程中,物理学家也深化了对量子场论理论本身的理解。

同时,这一次W玻色子质量精确测量的结果也提醒着物理学家们,在已经成熟的物理测量中依然存在大量值得深入分析的物理问题,细致的工作往往也能够带来出人意料的结果。未来将依旧充满挑战与机遇。

