

莫玮教授

中微子 弹性散射实验

陈昌

1979年9月初从太平洋的彼岸，美国费米国立加速器实验室(FNAL)传来了一个令人振奋的消息。在美籍物理学家莫玮教授领导下的一个实验组，在进行 μ 型中微子与电子的弹性散射(以下简称为 $\nu_{\mu}e$ 散射)实验中，取得了出色的成绩。这项工作获得了国际高能物理学界的好评。在这实验组内有我国高能物理研究所派去的三位科研工作者参加。

本文想简要介绍 $\nu_{\mu}e$ 散射实验的意义；从实验技术角度来看 $\nu_{\mu}e$ 散射实验的困难；以及莫玮教授对此实验的精心设计和最后取得的重要成果。

$\nu_{\mu}e$ 散射实验的主要意义

$\nu_{\mu}e$ 散射实验是以 μ 型中微子作为子弹，电子作为靶，发生相互作用的过程。

中微子是最为奇特的基本粒子之一。它不带电荷，自旋为 $\frac{1}{2}$ ，静止质量为零，而以光速运动。它与其他物质的相互作用极为微弱，只参与弱相互作用。

电子和中微子都属于轻子。所谓轻子是指不参与强相互作用的自旋为 $\frac{1}{2}$ 奇数倍的基本粒子。光子也是不参与强相互作用的。

到目前为止，还没有发现轻子具有内部结构。因此，在理论上就可以用一个点来代表轻子。这给理论上的处理带来极大的方便。不存在由于要考虑粒子内部结构所带来的复杂性。

现在已经发现的轻子分为三类：电子型、 μ 子型和 τ 型。中微子、反中微子在电子上的散射举例如下：

- (1) $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$.
- (2) $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$.
- (3) $\nu_{\mu} + e^- \rightarrow \nu_{\mu} + e^-$.
- (4) $\bar{\nu}_{\mu} + e^- \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + e^-$.
- (5) $\nu_{\mu} + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$.
- (6) $\bar{\nu}_{\mu} + e^- \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + \mu^-$.

图1表示这六种过程的费曼图(费曼提出的说明相互作用过程的一种图示方法)，莫玮教授的实验是其中的过程(3)。

中微子和电子之间只有弱相互作用。大家知道，

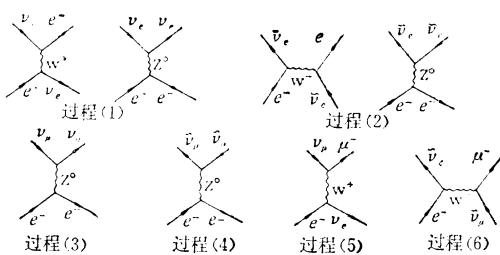


图1 中微子—电子散射过程的费曼图
($\tilde{\nu}$ 表示反中微子)

电磁相互作用是由光子传递的，而弱相互作用则是由中间玻色子传递的。最早的中间玻色子理论以为中间玻色子有两种，都是带电的，它们是 W^+ 和 W^- 。到了1967年，温伯格和萨拉姆提出了一种将电磁相互作用和弱相互作用统一起来的理论(简称 $W-S$ 理论)，认为除了 W^+ 和 W^- 之外，还应当有 Z^0 。 Z^0 是不带电的，传递 Z^0 时，所涉及的两个粒子没有电荷改变。于是，在 $W-S$ 模型中，没有电荷改变的作用就有两种，一种是光子传递的，就是电磁相互作用；一种是 Z^0 传递的，它就是弱相互作用。上述过程(3)就是传递 Z^0 的弱相互作用。在这个模型中，弱作用和电磁作用之间，由一个参数 $\sin^2 \theta_W$ 来联系， θ_W 称为温伯格角。

$\nu_{\mu}e$ 散射实验的简单回顾

1973年在欧洲核子研究中心(CERN)的一个泡室GGM的照片中曾首次找到了 $\nu_{\mu}e^- \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}e^-$ 事例。

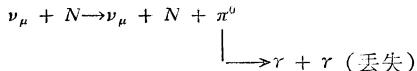
1976年—1978年又发表了一些 $\nu_{\mu}e$ 散射的实验结果(见表1，第5页)，但不同的实验组所得 $\sigma_{\nu_{\mu}e}$ ($\nu_{\mu}e$ 散射过程的截面)和 $\sin^2 \theta_W$ 值有所不同；即使同一个实验组，先后发表的数据也不尽相同。这一事实反映出 $\nu_{\mu}e$ 散射实验的难度。此外表1中可以见到，各个组所得的事例数都太少，因此有待于把实验提高到一个新的水平。

$\nu_{\mu}e$ 散射实验的困难

$\nu_{\mu}e$ 散射实验的困难首先在于相互作用截面太小。也就是说产生这种过程的几率太小。有人曾经作过估计，一个3 MeV能量的中微子，能穿透一百光年的液氢层而不发生相互作用。可见其穿透本领之大和给中微子探测所带来的巨大困难。为了提高中微子相互作用事例率，通常是增加探测器重量和提高中微子束的通量。

$\nu_{\mu}e$ 散射的第二个困难是实验本底太大。本底有两种主要的来源。一种是由 ν_{μ} 束中混杂的少量 ν_e 引起反 β 衰变过程： $\nu_e n \rightarrow p e^-$ 。这种污染虽然仅只0.5—1%，但由于 $\sigma_{\nu_e n}$ 较 $\sigma_{\nu_{\mu} e}$ 大了1000倍以上。因此仍能构成重要的本底来源。

第二种本底过程是中性流单 π^0 产生过程：



高能 π^0 很快以电磁簇射形式损失能量，衰变成为两个 γ 光子。其中可能有一个 γ 光子未被测量到而“丢失”。另一个 γ 光子转化成为正、负电子对 e^+e^- 。由此产生的 e^- 构成很大的本底。

莫玮的实验设计

图 2 为莫玮的 $\nu_\mu e$ 散射实验布局示意。其探测器由 49 个重复单元组成。用铝板、塑料闪烁体和多丝正比室组成每一个单元。

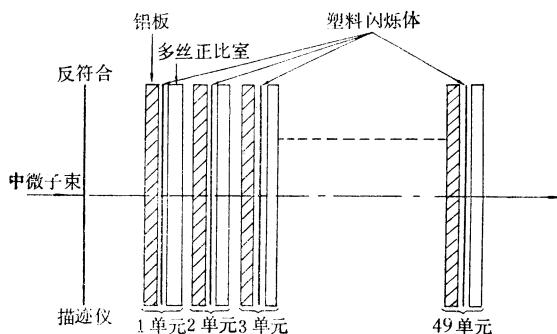


图 2 $\nu_\mu e$ 散射实验装置示意图

一般中微子探测器都有一个特点，就是其靶物质本身同时也是探测单元，即既作中微子作用的靶，同时又作为探测器。这里的铝板也是如此。它既是散射实验中的电子靶，又是探测反冲电子的辐射体。多丝正比室主要用来精确地定出电子簇射的方向，同时也测量电子的能量。塑料闪烁体主要用来作电子能量的

表 1 $\nu_\mu e$ 散射实验的部分结果

实验室的组	$\sigma_{\nu_\mu e} (\text{cm}^2)$ (E_ν 单位为 GeV)	$\sin^2 \vartheta_W$	事例数	发表时间
CERN-PS 亚琛-帕多瓦组	$(1.1 \pm 0.6) \times 10^{-42} E_\nu$	0.35 ± 0.08	11	1978
同上	$(2.4 \pm 1.2) \times 10^{-42} E_\nu$	$0.40 < \sin^2 \vartheta_W < 0.71$	13	1976
CERN-PS, GGM 泡室组	$< 1.4 \times 10^{-42} E_\nu$	$0.10 < \sin^2 \vartheta_W < 0.40$	1	1978
CERN-SPS, GGM 泡室组	$0.43^{+0.20}_{-0.15} \times 10^{-42} E_\nu$ $< \sigma_{\nu_\mu e} < 0.49^{+0.22}_{-0.17} \times 10^{-42} E_\nu$	0.77	9	1978
FNAL, BNL 哥伦比亚 15 吋泡室组	$(1.8 \pm 0.8) \times 10^{-42} E_\nu$	$0.2^{+0.16}_{-0.08}$ 或 $0.57^{+0.07}_{-0.17}$	11	1978

测量。两种电子能量测量结果可以相互比较对照。

莫玮的实验设计有如下的特点和改进。

(1) 精心设计的多丝正比室 多丝正比室的结构的示意图见图 3。它的阳极丝连结在一起给出电子簇射引起的脉冲高度信号，测定电子能量。在阳极丝上的信号也同时提供电子学触发。两个阴极平面用来

测量电子簇射的位置。阴极平面上的感应信号由“延迟线”技术读出。定位精度为 1.5 毫米。

(2) 巧妙的本底排除

上面说过，实验的本底主要是反 β 衰变和中性流单 π^0 产生两种过程引起的。由相互作用过程的运动学分析知道，反 β 衰变过程 $\nu_e n \rightarrow p e^-$ 产生的电子 e^- 的角分布比中性流过程 $\nu_\mu e^-$

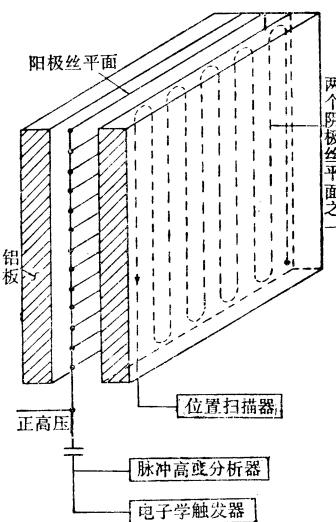


图 3 多丝正比室结构示意图

$\rightarrow \nu_\mu e^-$ 产生的反冲电子的角分布宽得多。如果实验中仅仅选取在离束流轴线很小角度范围内的电子簇射事例，反 β 衰变过程的电子基本上就能被排除，而所要求的交换 Z^0 的反冲电子则绝大部分能够保留下。实验中选择的是 $< 10 \text{ mrad}$ (毫弧度) 角度内的电子簇射事例。要能做到这一点，完全在于专为这实验精心设计的多丝正比室。经检验，在 4 京电子伏 (1 京电子伏 = 10 亿电子伏) 探测器的簇射角分辨率为 ± 5 毫弧度。

(3) π^0 和电子簇射的区别

单 π^0 产生是另一重要本底来源。 π^0 衰变的 γ 光子引起的电子本底与 $\nu_\mu e$ 散射的反冲电子可以由它们引起的簇射不同来区分。 π^0 引起的电子簇射伴随有强子的存在， $\nu_\mu e^-$ 中性流事例则没有任何强子伴随。在实验中作为靶子的铝板，同时作为反冲电子的辐射体，其厚度选择为约 1 个辐射长度，实验中取 9.27 cm (铝的辐射长度为 8.9 cm)。所谓辐射长度是指电子能量由于辐射损失而减到原来能量的 $1/e$ 所经过的物质层厚度。利用 π^0 和反冲电子在簇射过程中的不同，首先对每个事例作最初 5 个室的簇射中心的直线拟合。然后对每个事例作 dE/dx 的能量切割，要求大于某一能量值则鉴定为是反冲电子的。这样保证事例是反冲电子，而不是中性流 π^0 和带电 π 介子产生的。

(4) 人射中微子能量高 实验利用 FNAL 质子同

步加速器 350 京电子伏、流强为 10^{13} 质子/脉冲的初级质子束。中微子束为单个“磁号”聚焦的宽带中微子束。图 4 为 FNAL 中微子束能谱分布图。中微子平均能量为 35 京电子伏。中微子通量最大值处相应的中微子能量为 20 京电子伏。

中微子的能量高，有利于提高中微子相互作用事例率。中微子相互作用事例率 N 由下式决定：

$$N = N_e \cdot N_\nu \cdot \sigma(E_\nu)$$

其中 N_e 为靶电子的总数， N_ν 为入射中微子总通量。

$\sigma(E_\nu)$ 为中微子相互作用截面。

这种截面与中微子能量成正比。中微子能量高意味着有较大的截面，这就有利于提高事例率。

同时，在此实验中，利用了通量高的那部分中微子（如图中阴影区那部分），所以能在较短的时间内，以迄今最多的入射质子总数（总计为 10^{19} 个质子），取得最多的中微子相互

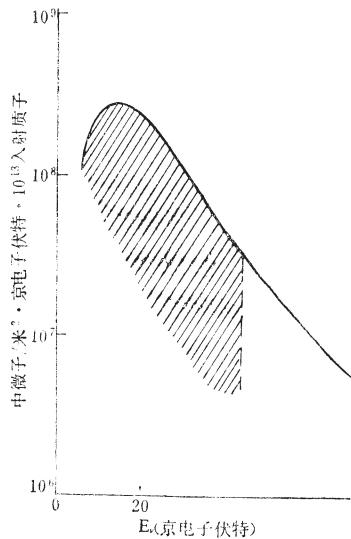


图 4 FNAL 350 京电子伏质子产生的中微子束通量分布

作用事例（总计为 249000 个），从中选择得到最多的 $\nu_\mu e$ 散射事例。因此，这奠定了莫玮实验在测量 $\nu_\mu e$ 散射、检验 $W-S$ 弱电统一理论的工作中应具有的地位和重要性。

莫玮实验中还有其他一些特点和技术上的改进，如设计了一种节省光电倍增管的方法等等，在此不再赘述。

莫玮实验结果的提要

莫玮的 $\nu_\mu e$ 散射实验是从 1978 年 11 月开始获取数据的。图 5 给出在 FNAL 中微子实验室区中莫玮实验所在位置。

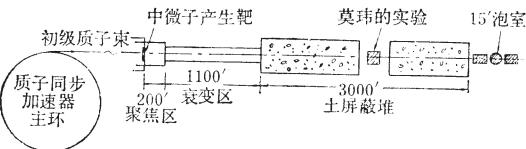


图 5 FNAL 中微子实验区布局示意

他们总共收集了 249000 个中微子相互作用事例（入射质子总数为 10^{19} 个），其中找到 46 个有电子的事例，经鉴定有 12 个为本底事例，应予以剔除，因此净事例为 34 个。由此得到 $\nu_\mu e$ 散射截面为 $(1.4 \pm 0.24) \times 10^{-42} E_\nu$ （京电子伏为单位）厘米²。温伯格角值为 $\sin^2 \vartheta_W = 0.25 \pm 0.05$ 。此外还得到矢量耦合常数 $g_V = 0.00 \pm 0.10$ ，轴矢耦合常数 $g_A = -0.50 \pm 0.04$ 。表 2 中列出所有这些结果以及由 $W-S$ 理论所预期的值。

表 2 莫玮的 $\nu_\mu e$ 散射实验结果及 $W-S$ 模型的比较

	$\sin^2 \vartheta_W$	$\sigma_{\nu_\mu e}$ (厘米 ²)	g_V	g_A
莫玮的实验	0.25 ± 0.05 0.04	$(1.4 \pm 0.24) \times 10^{-42} E_\nu$	0.00 ± 0.10 -0.08	-0.50 ± 0.04
W-S 模型	$1/4$	*	$-1/2$ $+ 2 \sin^2 \vartheta_W$	$-1/2$

*) W-S 模型能给出 $\sigma_{\nu_\mu e}$ 与 $\sin^2 \vartheta_W$ 的依赖关系曲线。实验中通过测定 $\sigma_{\nu_\mu e}$ ，由曲线上定出 $\sin^2 \vartheta_W$ 值。

由表 2 可见，莫玮的实验结果与理论预期值是如此惊人的相符。同时又由于他在实验中所取得的事例数最多，本底排除得干净，统计性好，因此他的实验对 $W-S$ 模型（电磁相互作用和弱相互作用统一模型）的支持是更为有力和令人信服。同时他的实验对现在的量子色动力学的研究，以及将电磁、弱和强三种相互作用统一起来的研究，也是一个很大的鼓舞。