

中微子质量

梅 镇 岳

一、引言

原子核 β 衰变是指原子核内的一个质子(中子)转变成一个中子(质子)放射出正(负) β 粒子[即正(负)电子],或俘获一个轨道电子的衰变。虽然衰变所发射的 β 粒子的能谱是一种连续谱,可是衰变前后的原子核恰是分别处于一定的能态,它们的能量差应等于 β 谱的端点能量。因此必须设想,在每一次 β 衰变中除 β 粒子外还应该有另一粒子的发射,以保持衰变前后能量的守恒。另外,衰变前后的原子核的自旋都同样是半整数或整数,而 β 粒子的自旋是 $1/2$,这也要求另一个具有自旋 $1/2$ 或 $1/2$ 的奇数倍的粒子的发射。

在早期的 β 衰变实验里于轨道电子俘获中曾观察到衰变原子核的反冲,这表明有粒子的发射。但是在 β 衰变中却不能利用其它任何现象,将伴随 β 粒子发射的另一个粒子探测到。由于当时一般的粒子探测器都是利用粒子的电磁效应,因此认为这个粒子是不带电的,而且再加上自旋方面的考虑,认为它也不可能是光子。它也没有像中子那样有次级效应可以被探测到,所以认为它的质量微小而且没有强相互作用。因此把它称为中微子。现在在中微子作用下的稀少事例已被观察到,可以用来作为探测它的踪迹的依据。但是这些事例依然确定,它是不引起强相互作用和电磁相互作用而只引起弱相互作用的粒子。

后来从宇宙线和利用高能加速器的实验中观察到 π 介子、K介子和 μ 子等的衰变中也发射中微子。可是其中有一部分中微子和 β 衰变所放射的中微子是不一样的。在稀少的反应

事例中人们又观察到两种中微子具有不同的反应。我们把 β 衰变所发射的中微子称为电子中微子 ν_e ,把另一种中微子,例如 π 介子衰变的中微子称为 μ 中微子。负电子(β^- 粒子)和电子中微子(ν_e)组成一对双重体。它们都是属于轻子,其中电子是只具有电磁相互作用和弱相互作用的费米子。如果分别赋予它们一个量子数——轻子数 $l_e = 1$ 。它们的反粒子即正电子(β^+ 粒子)和正电子中微子的轻子数分别为 -1 。有一条经验规律:反应前后轻子数 l_e 守恒。同样地 μ^- 子和 μ 中微子(ν_μ)也组成一对双重体,轻子数 l_μ 分别为 1 。它们的反粒子的轻子数分别为 -1 。这种轻子数经验上在反应前后也是守恒的。

1975年在正负电子对撞机上的实验又发现了 τ^\pm 子^[1](或称重轻子)。这是一种质量为 $1782 \text{ MeV}/c^2$,比质子的质量还要重的带电轻子。看来习惯上“轻子”这一名词中的“轻”字似乎不太恰当。 τ 子的一些性质已被测定,例如自旋为 $1/2$,可以确定为轻子。相应的中微子 ν_τ 也能从实验上间接地说明它的存在。我们前面所提到的带电轻子中,电子是稳定的, μ 子的寿命是 2.20×10^{-6} 秒。可是 τ 子的寿命却为 $(4.6 \pm 1.9) \times 10^{-13}$ 秒。因为观察到的事例不够多,关于 τ 子及相应的中微子 ν_τ 的各种性质的更明确和详细的了解有待于未来的实验。

也许还有其它轻子,目前尚未被观察到。

二、中微子质量和宇宙论

我们在前面已经提到中微子的质量很小,最方便的一个设想是它的质量为零。这也就是中微子二分量理论的观点。因为只有左旋的中

微子，中微子的质量必须确实为零。一个有质量的费米子会有两种螺旋性，但是中微子只有一种螺旋性。

反中微子是右旋的。如果我们能把右旋的反中微子和左旋的中微子结合在一起，这就形成一个带质量的中微子。这种中微子的质量就是所谓马约喇纳 (Majorana) 质量。可是中微子的轻子数为 1，反中微子的轻子数为 -1。洛伦兹转换交换一个带质量的费米子的两个螺旋性态，如果轻子数守恒，这两个态必须具有相同的轻子数。这样说来，带质量的中微子使轻子数守恒规律破坏。

在大统一理论^[2]中，所有费米子——正反夸克和正反轻子——一起“统一”在一个大的规范群中，不同的费米子态间的跃迁是由各种规范玻色子来传递的。夸克和反夸克间的转换导致重子数守恒的破坏，轻子和反轻子间的转换导致轻子数守恒的破坏。当然，这种破坏将是非常小的，因为大统一理论中的质量标度是非常大的。例如，根据大统一理论的简单估计，破坏重子数守恒的质子衰变寿命为 10^{30} 年，破坏轻子数守恒的中微子质量为 1 电子伏数量级。不过后一数值和估算所用的模型关系极大，可以差到几个数量级。

长期以来，从天文物理方面了解到，在宇宙中存在着黑暗而不发光的物质。就银河系来说，用可见的星群来估计它的重力场表明星群外还必须还有物质，银河系看来比可以观察到的部分要重得多。此外，过去十年人们对绕着银河系轨道运动的物体例如氢云、星体、球状星团或另一银河系等的轨道参数，轨道半径 R 和速度 v 进行了测量，以 $M(R)$ 表示围在轨道半径 R 内的质量， $M(R)$ 曲线随着 R 的增加而继续增加，而且远远地延伸到可见的银河系以外。看来有百分之八十或九十或更多的银河系物质在发光部分以外。这一巨大的围绕着银河系的带物质的黑暗区究竟有多大是很难测定的，不过我们知道 $M(R)$ 曲线在离银河系中心十五万光年处还是急剧地在增长。银河系发光部分典型地只具有五万光年的半径。

物理

Bizarre 首先指出黑暗物质可能是以重力和银河系相结合的带质量的中微子群。我们可以用两种方法来估计中微子的质量。首先我们设想中微子的速度最大不超过银河系中的典型速度 $v_{\max} = 300$ 公里/秒。中微子最大的动量为 $P_{\max} = mv_{\max}$ ，这里 m 为中微子质量。利用相空间公式，以 m 为参数，我们可以求出每单位体积中中微子的最大数目，因此就能得到中微子的最大密度，观察到的黑暗物质密度最大为 10^{-24} 克/厘米³。让两者相等就可以得到 $m, \geq 20$ 电子伏。此外，根据宇宙由大爆炸形成的理论可以估计出留下来的中微子每种将大约有 100 个/厘米³。利用观察到的黑暗物质密度的数据，如果认为它们是由中微子所产生的，粗略的估计认为中微子的质量将是 20—100 电子伏。这两方面估计的大致相接近，表明有质量的中微子“充满”宇宙这一想法也许是可取的。

当然，黑暗物质也可能是其它带质量的轻的中性粒子，例如 Goldstone 费米子。

如果银河系的外围是由中微子所组成，在地球上将有每立方厘米几千万个从银河系来的中微子。这些中微子的速度约为 300 公里/秒的数量级。中微子流强将为 $10^{16}/(\text{厘米}^2 \cdot \text{秒})$ 。这是一个不小的数值，可是我们很难探测。

有人建议了一些探测方法，但是看来还不能说是现实的。例如，我们可以利用重中微子衰变成轻一些的中微子所发射的紫外单色光子。可是根据最保守的弱相互作用模型，这种 20—100 电子伏的中微子的寿命将大于 10^{25} 年，光子束将微弱到不可能被探测到。

又如反应 $\nu + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^-$ 可以被用来探测银河系外围的中微子。在通常的 β 谱的端点外还会具有异常能量 $2m_\nu$ 的电子是它的信号。这种事例率大约为 100/(摩尔·天)。可是无法用这样大的样品来工作。

三、中微子振荡

关于太阳所发射的中微子的探测已经进行了好些年^[3]。那是利用中微子俘获反应 ${}^{37}\text{Cl}(\nu_e,$

$e^-)^{37}\text{Ar}$ 来进行的。用 615 吨的 C_2Cl_4 受 1 至 4 个月的照射，然后利用氦把所产生的 ^{37}Ar 带出来，净化后引入一个小的正比计数管内，进行 100 到 300 天的计数。利用计数脉冲的高度和上升时间来分辨真事例和本底。根据 1972—1979 年的数据，得到太阳所发射的中微子为 2.1 ± 0.3 太阳中微子单位 (SNU) [SNU = 10^{-36} 俘获/(秒·靶原子)]。用标准的模型计算，这个数值应为 7.8 ± 1.5 SNU。大约短缺 5 SNU 的中微子。

这种短缺可以有多种解释。其中一种说法认为短缺是由于中微子振荡形成的。由于中微子振荡，中微子的强度随着时间(或离发射源的距离)而振荡。

中微子振荡理论^[4]认为，观察到的中微子是几种中微子本征态的混合。我们暂时用两种中微子本征态来说明问题。电子中微子 ν_e 和 μ 中微子 ν_μ 是这两种本征态的混合：

$$\begin{cases} \nu_e = \nu_1 \cos \theta + \nu_2 \sin \theta, \\ \nu_\mu = -\nu_1 \sin \theta + \nu_2 \cos \theta, \end{cases} \quad (1)$$

其中 ν_1 和 ν_2 是中微子的本征态， θ 是混合角。狄喇克中微子混合理论给出质量项为

$$\begin{cases} \kappa_1 = m_1 \bar{\nu}_1 \nu_1 + m_2 \bar{\nu}_2 \nu_2 \\ \quad = m_{\nu_e} \bar{\nu}_e \nu_e + m_{\nu_\mu} \bar{\nu}_\mu \nu_\mu + \kappa, \\ \kappa = m_{\nu_e \nu_\mu} (\bar{\nu}_\mu \nu_e + \bar{\nu}_e \nu_\mu), \end{cases} \quad (2)$$

其中

$$\begin{cases} m_{\nu_e} = m_1 \cos^2 \theta + m_2 \sin^2 \theta, \\ m_{\nu_\mu} = m_1 \sin^2 \theta + m_2 \cos^2 \theta, \\ m_{\nu_e \nu_\mu} = \sin \theta \cos \theta (-m_1 + m_2), \end{cases} \quad (3)$$

这里 m_{ν_e} 和 m_{ν_μ} 分别是电子中微子和 μ 中微子的质量， m_1 和 m_2 分别是中微子本征态的质量。

$$\tan 2\theta = 2m_{\nu_e \nu_\mu} / (m_{\nu_\mu} - m_{\nu_e}). \quad (4)$$

计算得到从 ν_μ 转换到 ν_e 或从 ν_e 转换到 ν_μ 的几率为

$$\frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left(1 - \cos \frac{|m_1^2 - m_2^2| l}{E_\nu} \right), \quad (5)$$

其中 l 为所经过的距离， E_ν 为中微子的能量。

公式 (5) 不仅可以用来说明：实验所观察到的太阳发射的中微子的减少是由于部分 ν_e 转换成 ν_μ 而无法从观察 ν_e 的实验中观察到，而且也表明从这类实验中可以测定 $|m_1^2 - m_2^2|$ 值。如果 $|m_1^2 - m_2^2| \approx 0$ ，则至少 ν_1 或 ν_2 必须带有质量，甚至两者都有质量。

固然中微子振荡可以用来作为对探测到的太阳发射的中微子束流值的一种可能的解释，但是反过来，把这种实验作为证明中微子振荡的存在则是不够的，因为太阳发射的中微子束流的理论估计和所设想的模型是有关的。可靠的中微子振荡实验应该是利用实验室的源：反应堆产生的 ν_e 或高能加速器产生的 ν_μ 来做实

表 1 肯定中微子振荡的实验

| 实 验 | 中微子源 | 中微子探测 | l/E_ν | $R \left(\frac{\text{测得通量}}{\text{预期通量}} \right)$ | $ m_1^2 - m_2^2 $ ($\sin^2 2\theta$ 取大值) |
|-----------------------|-------------------|-----------------|---|--|---|
| Daris 等 | ν_e | ν_e | $\frac{10^{11} \text{m}}{10 \text{MeV}} \sim 10^{10}$ | $\frac{2.1 \pm 0.3}{7.8 \pm 1.5} \text{ SNU}$ | $\geq 10^{-11} (\text{eV})^2$ |
| Reines 等 | ν_e | ν_e | $\frac{11 \text{m}}{5 \text{MeV}} \sim 2$ | 0.45 ± 0.17 | $\geq 1/2 (\text{eV})^2$ |
| Reines 等和 Grenoble | ν_e | ν_e | $\frac{6.5-11.2 \text{m}}{4.0-8.5 \text{MeV}} \sim \frac{1}{2} - 3$ | | $\sim 0.9 (\text{eV})^2$ ($\sin^2 2\theta \sim 0.3$) |
| Deepmine | ν_μ | ν_μ | $\frac{10^8-10^7 \text{m}}{10^4-10^6 \text{MeV}} \sim 100$ | 0.62 ± 0.17 | $\geq 10^{-2} (\text{eV})^2$ |
| Cern 束流 阻塞设备 | ν_e/ν_μ | ν_e/ν_μ | $\frac{1000 \text{m}}{25 \text{GeV}} \sim 0.04$ | $0.49 \pm 0.21^*$ | $\geq 100 (\text{eV})^2$ |
| CHARM | $\nu_\mu + \nu_e$ | ν_e | $\frac{1000 \text{m}}{25 \text{GeV}} \sim 0.04$ | $\frac{\nu_e}{\nu_\mu} \sim \frac{1}{3}$ | $\geq 100 (\text{eV})^2$ |

* 结果从 CHARM 实验取得。

表 2 否定中微子振荡的实验

| 实 验 | 中微子源 | 中微子探测 | $l/E_\nu(m/\text{GeV})$ | $R(\frac{\text{测得通量}}{\text{预期通量}})$ | $ m_1^2 - m_2^2 $ ($\sin 2\theta \sim 1$) |
|-----------------------------|-----------------|------------------|-------------------------|--------------------------------------|--|
| Columbia-BNL (Fermi 实验室) | ν_μ | ν_e | 0.16 | $\leq 3 \times 10^{-3}$ | $\leq 0.6(\text{eV})^2$ |
| | ν_μ | ν_τ | 0.04 | $\leq 6 \times 10^{-2}$ | $\leq 3(\text{eV})^2$ |
| | ν_e | ν_τ | 0.04 | ≤ 0.6 | $\leq 8(\text{eV})^2$ |
| Fermi 实验室 Michigan-I-I | $\bar{\nu}_\mu$ | $\bar{\nu}_e$ | 0.04 | $\leq 4 \times 10^{-3}$ | $\leq 1.7(\text{eV})^2$ |
| | $\bar{\nu}_\mu$ | $\bar{\nu}_\tau$ | 0.04 | $\leq 4 \times 10^{-2}$ | $\leq 6.3(\text{eV})^2$ |
| 原子核乳胶 | ν_μ | ν_τ | 0.02 | $\leq 1.1 \times 10^{-2}$ | $\leq 3.5(\text{eV})^2$ |
| 重液泡室大泡室 大泡室和束流阻 塞设备 | ν_μ | ν_e | 0.05 | $\leq 1 \times 10^{-3}$ | $\leq 0.7(\text{eV})^2$ |
| | ν_e | ν_e | 0.04 | 1.05 ± 0.15 | $\leq 56(\text{eV})^2$ |
| | ν_e | ν_τ | 0.04 | ≤ 0.37 | $\leq 13(\text{eV})^2$ |
| BNL | ν_μ | ν_e | 0.5 | ≤ 11 | ≤ 1 或 $\geq 2(\text{eV})^2$ |
| Los Alamos 介子工厂 | $\bar{\nu}_\mu$ | $\bar{\nu}_e$ | 0.3 | 0.0 ± 0.04 | $\leq 0.7(\text{eV})^2$ |
| | ν_e | ν_e | 0.5 | 1.09 ± 0.4 | $\leq 3(\text{eV})^2$ |

验。这样束流的原始强度和性质是明确的。当然束流要足够强才能做成这种实验。

现在我们把包括天然源和实验室源都在内的实验结果列于表 1 和表 2^[5]。

实验无非是观察从源所发出的某种中微子束经过一定距离后的消减，或是另一种中微子束的出现。看来，极大多数用高能加速器所产生的中微子进行的中微子振荡实验所得到的结果是否定的。不过由于中微子的探测极度困难，探测到的事例稀少，所得到的数据的统计误差和系统误差都不小，现在还很难对中微子振荡理论的验证作出明确的结论。目前在这方面还有许多实验在进行或准备进行或建议进行。

四、中微子质量的测量

在中微子振荡理论出现以前，自从五十年代前后就有人对于中微子质量的上限进行测量。这种测量的根据是，伴有带质量的中微子的 β 粒子能谱的费米标绘对于伴有质量为零的中微子的 β 粒子能谱的费米标绘在高能部分有所偏离，如图 1 所示。这可以从容许型 β 衰变能谱的费米标绘公式

$$N(E_\beta) \propto F |M_\beta(m_\nu)|^2 |p_\beta|^2 (E_{\beta\text{max}} - E_\beta) \times \sqrt{(E_{\beta\text{max}} - E_\beta)^2 - m_\nu^2} |p_\beta| \quad (6)$$

物理

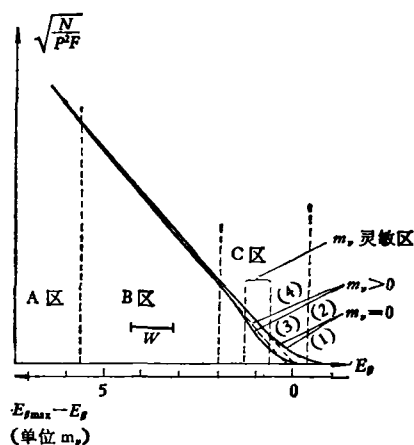


图 1^[6]

(图中 W 表示能量)

看出来。这里 $N(E_\beta)$ 是能量为 E_β 的 β 粒子数， F 为库仑改正因子， $|M_\beta(m_\nu)|$ 为 β 衰变跃迁矩阵元，在容许型它为一常数， p_β 为 β 粒子的动量， $E_{\beta\text{max}}$ 为 $m_\nu = 0$ 时标绘的端点能量。由于 m_ν 值很小， $E_{\beta\text{max}}$ 值愈小时这种偏离愈容易显示出来。同样的理由，测量能谱用的 β 谱仪的分辨本领也要求很好，能和小的 m_ν 值相适应。

原子核 ^3H 被选中作为测量 m_ν 值（事实上是 m_{ν_e} 值）的 β 放射源，因为它的 $E_{\beta\text{max}}$ 值在容许型 β 衰变中是最小的，只有 18.6 千电子伏左右。我们可以采用分辨本领很好的双聚焦 β 谱

仪来进行测量。可是³H源单位面积的强度不够，用一般大小的源无法在仪器能保持稳定的时间间隔内获得统计上足够的计数。Bergkvist^[6]采用静电色散补偿的方法来扩大源的面积，他采用有铁双聚焦β谱仪，还装上静电修正装置。Lyubimov等^[7]则采用桔柑形β谱仪，可以安排九对源，而且用四个谱仪串联以增加分辨本领。Simpson^[8]采用³H注入Si(Li)探头的办法，使得探测具有4π立体角的效率，当然分辨本领要差一些。

可是由于β粒子的能量即使在高能端也是很小的，有一系列的问题需要考虑。例如源的厚度引起的问题、β粒子的散射问题以及本底问题等。最严重的问题是，必须要考虑到β衰变后原子核所在的³He⁺的激发。在一般的β谱问题的考虑中这是不成问题的，激发态的能量只有几十电子伏。可是现在要考虑的 m_{ν} 值最多只有几十电子伏，甚至是零。

Bergkvist把³He⁺激发态能量和³H跃迁到³He⁺各个激发态几率的理论值迭合在谱仪的分辨率中，他得到 $m_{\nu_e} < 55-60$ 电子伏。Lyubimov等把这些理论值作为分支计算来进行费米标绘。他们得到 $14 < M_{\nu_e} \leq 46$ 电子伏。Simpson认为他的Si(Li)探头是全吸收的，而且³He⁺很快地中和和去激发，要比Si(Li)探头电荷收集时间快得多，所以这一问题可以不必考虑。他的结果是 $m_{\nu_e} < 65$ 电子伏。

关于 m_{ν_μ} 值的测定初看起来似乎很简单。因为π介子衰变成μ子和ν_μ，如果在π介子静止时衰变，我们可以有

$$m_\pi + c^2 = (m_\mu^2 c^4 + p_\mu^2 c^2)^{\frac{1}{2}} + (m_{\nu_\mu}^2 c^4 + p_\mu^2 c^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

因为

$$p_\mu + p_{\nu_\mu} = 0. \quad (8)$$

上两式中 m_π 、 m_μ 和 m_{ν_μ} 分别为π介子、μ子和μ中微子的质量， p_μ 和 p_{ν_μ} 分别为μ子和μ中微子的动量， c 为光速。如果 m_π 和 m_μ 为已知，测定 p_μ 就能从(7)式算出 m_{ν_μ} 值。

事实上 m_π 和 m_μ 的值都是在100兆电子伏的数量级上。因为 m_{ν_μ} 值很小，要从(7)式

得到 m_{ν_μ} 值，牵涉 m_π 和 m_μ 值的差，这就要求 m_π 和 m_μ 值都很精确， p_μ 值也应测得很准。

从最近的数据手册上得到：

$$m_\pi = 139.5669 \pm 0.0012 \text{ MeV}/c^2,$$

$$m_\mu = 105.65946 \pm 0.00024 \text{ MeV}/c^2,$$

m_π 值的精确度比 m_μ 值的要差一些。因此 m_{ν_μ} 测量的精确度目前最好也只能在几十万电子伏的数量级，而且要求 p_μ 值的测量要有相应的精确度。

早先是利用在原子核乳胶中π⁺介子静止衰变所发出的μ子的迹迹来测量 p_μ 值的。μ子在原子核乳胶中的射程可以用来确定 p_μ 值。这个数值当然是非常粗糙的。近年来Daum等^[9]利用瑞士的介子工厂(SIN)所产生的π⁺介子束，把它停止在石墨内产生μ⁺子和μ中微子，用磁谱仪测量μ⁺子的动量(见图2)，得到

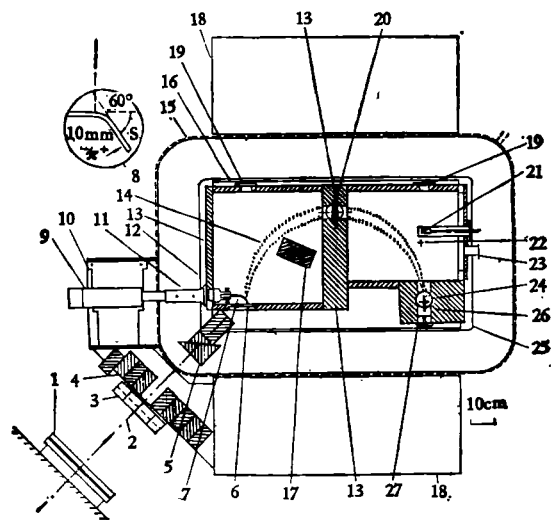


图 2^[9]

1. π 介子出口窗； 2. π 束中心轨道； 3. 多丝正比室； 4. 铅准直器； 5. 聚乙烯和石墨减速装置； 6. 谱仪窗； 7. 停止 π 介子的闪烁计数器 s 光导； 8. s 的放大图； 9. s 的光电倍增管； 10. 光电倍增管支撑； 11. 光导从真空室里引出； 12. s 的定位装置； 13. 谱仪真空室； 14. μ 子轨道通过区； 15. 磁场稳定线圈； 16. 磁极； 17. 束流阻挡铅块； 18. 磁轭； 19. 用于光测闪烁体和准直器位置的视窗； 20. 铜准直器； 21. 测量并稳定磁场的核磁共振仪探头； 22. 校正用的 ²⁴¹Am α 源； 23. 真空泵接口； 24. 铜准直器； 25. 励磁线圈； 26. 硅面垒探头； 27. 硅探头的引出

(下转第 341 页)