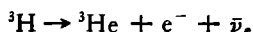


中微子振荡和太阳中微子

L. Wolfenstein E. W. Beier

现在,普遍相信至少有三种(或三“味”)中微子,分别表示为 ν_e, ν_μ 和 ν_τ 。也有三种相应的反中微子 $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ 和 $\bar{\nu}_\tau$ 。它们之间的区别在于其相互作用不同。 ν_e 是原子核在 β 衰变时同正电子一道发射出的粒子,也是预期会由太阳发射出的一种中微子。 ν_μ 是 μ 子和 π 介子衰变时发射出的。 ν_τ 还从未被直接探测到,但通常认为 τ 轻子衰变时会发射出 ν_τ 粒子。

费米在他第一篇关于 β 衰变理论的论文中提出了中微子质量问题,并指出高能端电子谱对中微子质量是敏感的。近年来,关于中微子质量的实验集中于研究氚的 β 衰变



释放出的 $\bar{\nu}_e$ 。Lubimov等进行的一系列实验表明, $\bar{\nu}_e$ 质量不为零而约为30eV量级。但是,其他实验尚未确认此值。目前最好的结果是苏黎士一个小组得出的, $m_{\bar{\nu}_e} \leq 18\text{eV}$ 。对超新星1987A中微子到达时间的分析给出相似的结果。 ν_μ 和 ν_τ 质量上限的最佳估计值是 $m_{\nu_\mu} \leq 250\text{keV}, m_{\nu_\tau} \leq 35\text{MeV}$ 。

标准弱电统一理论中所有中微子都是无质量的。在大统一理论中,有的理论模型也要求中微子无质量,而有的理论则要求中微子质量不为零。理论预言的中微子质量都远低于直接的运动学方法所能探测到的质量。唯一可以探测如此小质量的方法是通过所谓中微子振荡的量子力学过程。这时一种味的中微子会转变为另一种味的中微子。例如, ν_e 转变为 ν_μ 或 ν_τ 。

太阳是一个强中微子源,约有2%的能量是通过中微子发射放出的。30年代人们就相信,太阳辐射的能量来源于接近中心处产生的热核反应。几个月前,一种直接而灵敏的实验清楚表明,太阳正在发射中微子,从而在实验上首次直接证实了太阳能量的确来自热核反应。

利用加速器和反应堆进行过许多探测中微子振荡的实验,但均未获成功。用太阳作中微子源,可以在大得多的距离上探测中微子振荡,从而使实验可以探测到小得多的中微子质量。此外,太阳中的物质有可能增强中微子振荡。因此,我们可以由太阳中微子去研究地面实验所难以研究的问题。

直到不久前,唯一探测太阳中微子的实验是Davis所进行的实验。他的实验是监测埋在地下深处的巨大的 ${}^{37}\text{Cl}$ 靶。该实验已连续进行了20年并探测到一些太阳中微子。但是,所探测到的中微子数量明显低于用标准太阳模型预言的值。这种差异被称为太阳中微子丢失问题。

虽然仅有一个实验结果,却已经提出了大量解释。它们可分为两大类:一种从太阳而另一种从中微子去寻求原因。前者认为, ${}^{37}\text{Cl}$ 探测器仅对太阳中微子谱中很小一部分敏感,而这部分又恰恰很强烈地依赖于太阳内部温度。从这点出发提出了一些非正统的太阳模型,它们既能降低 ${}^{37}\text{Cl}$ 探测器处的中微子流强,又不严重影响关于太阳能源的基本概念。后者认为,标准太阳模型是正确的,只是中微子在到达地球途中发生了转变。

一、太阳中微子流

在标准太阳模型中,能量来源于太阳内部核过程。它等效于四个质子聚变为一个氦核。表1给出了有关的反应链,而图1给出了这些反应发射出的中微子能谱。必然的出发点是两个质子聚变为一个氘核的反应,它产生强的连续谱的中微子流。此连续谱一直延伸到420keV。氘很快反应而成 ${}^3\text{He}$ 。此后,反应链分为

表 1 太阳内部核反应的质子-质子链

链 I	链 II	链 III
$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ (99.75%) $p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e$ (0.25%) \downarrow $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ \downarrow ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p + p$ (85%)	或 ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$ (15%) \downarrow ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ (99.9%) \downarrow ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$	或 ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$ (0.1%) \downarrow ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$ \downarrow ${}^8\text{Be}^* \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$

两支。 ${}^3\text{He}$ 反应可产生 ${}^7\text{Be}$ ，它将消耗于两个相互竞争的反应： ${}^7\text{Be}$ 可捕获一个电子同时产生单色能谱的中微子，其中 90% 为 862keV，另外 10% 是 384keV；对观测更重要的是较少发生的产生 ${}^8\text{B}$ 的链。因为 ${}^8\text{B}$ β 衰变时产生能量高达 15MeV 的中微子，它们更易被探测到。

多年来，对这些源所产生的中微子绝对流量作了大量理论计算。最新的详尽分析是去年由 J. Bachall 等人给出的。估计由太阳模型计算中微子流量时计算中的不确定性极为重要。最难确定的是与 ${}^8\text{B}$ 有关的反应，这是因为它既和 $p + {}^7\text{Be}$ 的不确定性有关，而其反应率又对太阳中心温度非常敏感。Bachall 等人估计，在置信水平高于 99% 时， ${}^8\text{B}$ 中微子流的计算值准确到 37%。要确定由太阳模型中的简化假设引入的不确定性是困难的。

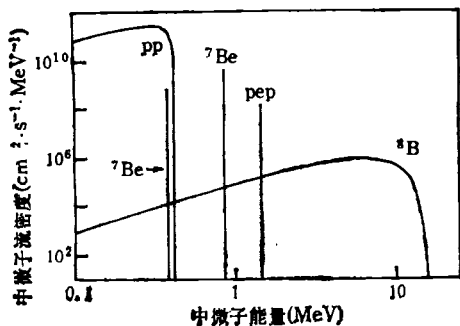
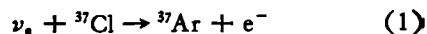


图 1 由标准太阳模型计算出的太阳中微子谱及其相应的反应

二、迄今所进行的探索

1970 年 Davis 等人开始进行探测太阳中微子的实验。主要探测器是一个装有 3.8×10^5 升高氯酸乙烯 (C_2Cl_4) 的大罐。它安放在地下约 1500m 深的矿井中。实验的基本设想是通过逆 β 衰变过程



探测太阳中微子。这一反应的能阈是 0.81MeV。靶核 ${}^{37}\text{Cl}$ 在氯原子中的自然丰度为 24%。反应产物 ${}^{37}\text{Ar}$ 核是半衰期 31 天的放射性元素。探测到 ${}^{37}\text{Ar}$ 核的衰变就证明发生了 (1) 式的反应。

在这种无源的放射化学实验中， ${}^{37}\text{Ar}$ 的探测率和由其他过程产生的 ${}^{37}\text{Ar}$ 原子数量必须仔细测定。已进行了大量辅助性试验来确定这些因素。探测效率很高并且是完全清楚的，而本底(多数由宇宙线 μ 子引起)作为地下深度的函数也由测量确定。从 1970 到 1985 年，在扣除约为 20% 的本底后，平均每天探测器记录到有 0.472 ± 0.037 个 ${}^{37}\text{Ar}$ 原子产生。

这一结果的重要性、在于它明显比流行的恒星演化模型所给出的值低。如果用太阳中微子单位 $1\text{SNU} = 10^{-36}$ 捕获数/原子/天表示，实验结果是 $2.1 \pm 0.3\text{SNU}$ ，而模型预言的是 5.3—10.5SNU。

由于某些循环泵出现问题，1985 年 2 月至

1986年10月的实验数据不能使用。最近, Davis 报告了从1986年10月至1988年初的结果。这一期间的结果是 $4.2 \pm 0.8 \text{ SNU}$ 。它比理论值只小一倍, 考虑到理论和实验的不确定性, 这种差别似乎不构成严重问题。

这一新的结果是否出于某种偶然性或者可能有什么另外的解释目前尚不清楚。持怀疑态度者的第一个反应是, 实验条件发生了改变, 因而两组测量中的一组, 可能是1986年之前的那组, 是错误的。但实验者自信条件并无改变。他们认为后一组结果是统计效应或者表明信号的确随时间发生了变化。

一种有趣的可能性是太阳中微子流强与太阳活动性呈反相关。由图2可以看到, 到1985年的数据表现出计数率在太阳活动高峰处有一极小(1979—1980年)。统计分析表明, 看来这种效应并不明显。1987年的数据是在太阳活动极小期间取得的, 因而增强了反相关的设想。如果在1990—1991年太阳活动高峰期再发现 ^{37}Cl 捕获率出现极小, 不承认这种反相关就变得困难了。目前, 我们只能等待进一步观测的结果。

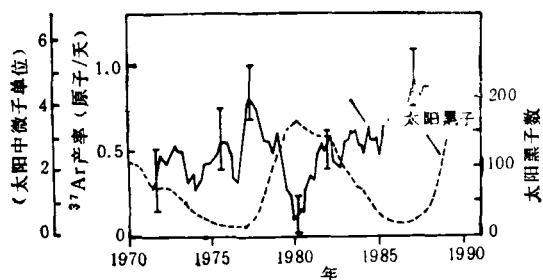


图2 太阳黑子和中微子探测率

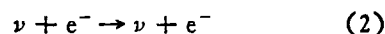
实线是 ^{37}Cl 太阳中微子实验每五点平均值(1985—1986年间无数据), 虚线表示平均太阳黑子数

很难解释这种反相关。太阳活动性是一种表面现象, 而中微子产生于太阳内部深处。一种猜想是中微子有磁矩, 它在太阳外部对流层中会与磁场作用。这种作用可引起中微子从左旋变成右旋。而右旋中微子将不会被 ^{37}Cl 探测到。但要产生这种效应, 就要求中微子的磁矩大于 10^{-11} 玻尔磁子。这远高于目前那些可以

物理

给出 ν_e 质量的理论所预期的值。

有15年没有另外的实验来确证或扩展 ^{37}Cl 实验的结果。1986年, 改进后的 Kamiokande II 核子衰变探测器开始运转。它是一个充水的切伦科夫装置。其能阈对 ^8B 中微子敏感。 ^8B 中微子与电子的弹性散射



可产生能谱延伸到 15MeV 的反冲电子。反应运动学和切伦科夫光的观测可得出中微子入射方向的信息。因此, 电子运动方向和从地球到太阳的方向应是相关的。对 $10\text{MeV}/c$ 动量的电子均方根分辨率为 28° 。

Kamiokande II 探测器进行的是实时的、“直接计数”的实验。它不象 ^{37}Cl 那样的放射化学实验。每个太阳中微子信号都只能从宇宙线 μ 子、地下室墙壁、探测器材料以及探测器水中微量放射性元素等产生的放射性本底中提取出来。

最近发表的 Kamiokande II 在450天运转中所得出的第一批结果如图3所示。记录到的动能高于 8.8MeV 的电子数为标准模型预期值的 $0.46 \pm 0.13 \pm 0.08$ 倍。它的第一项不确定值是统计的而第二项是系统的。

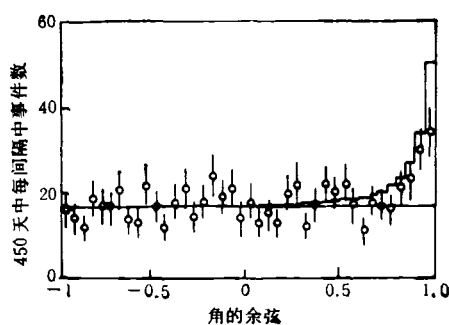


图3 中微子的方向分布

(横轴是 Kamiokande II 测得的动能高于 9.6MeV 的电子运动方向与太阳方向夹角的余弦, 余弦为1对应于太阳方向, 各向同性分布的成分是本底)

Kamiokande II 实验仅对太阳中 ^8B 产生的中微子的百分之几敏感, 因而不能作过多的解释。 ^{37}Cl 和 Kamiokande II 实验都是严格受到统计限制的低计数率实验。要研究太阳中微子

的能量分布和随时间的变化需要计数率更高的实验。

三、中微子质量和中微子振荡

在标准弱电理论中,所有费米子在引入时都是无质量的。对称性破缺赋予除中微子外的粒子以质量。在大多数大统一理论中,上、下夸克,电子和 ν_e 被认为是单一费米子场态,它们在对称性破缺时都会获得质量。M. Gell-Mann等人注意到,在最简单的基于SO(10)对称群的大统一理论中,中微子质量由所谓翘翘板公式

$$m_\nu = \frac{(\text{正常质量})^2}{M}$$

给出。其中“正常质量”是指夸克或电子的质量;对 ν_μ 或 ν_τ ，“正常质量”是第二或第三族费米子的质量。因而,上述公式建立了不同族中微子质量的序列: $m_{\nu_e} \ll m_{\nu_\mu} \ll m_{\nu_\tau}$ 。质量M的值联系到非常大的质量标度,在此标度下强作用与弱电作用是统一的。M可能大到 $10^{15}\text{GeV}/c^2$ 。这时,即使最重的 ν_τ 的质量也不大于 $10^{-2}\text{eV}/c^2$ 。

所有中微子质量的理论有一共同特征,就是存在中微子混合。在核 β 衰变中产生的 ν_e 中微子是质量本征态 $|\nu_i\rangle$ 的量子力学混合态,即 $|\nu_e\rangle = U_{e1}|\nu_1\rangle + U_{e2}|\nu_2\rangle + U_{e3}|\nu_3\rangle$ 。许多理论中的 $|U_{e1}|^2$ 接近1,因为 ν_e 是最轻的质量本征态。然而,人们期望它与第二质量本征态 ν_2 有明显混合,典型的是 $U_{e2} \approx 0.2$,并和最重的本征态 ν_3 有更少程度的混合。

中微子混合的一个结论是可能产生中微子振荡。这时,一束纯的 ν_e 中微子在通过真空传播时,将会部分转变成 ν_μ 或 ν_τ 粒子。只考虑两种中微子时,有

$$|\nu_e\rangle = \cos\theta_\nu |\nu_1\rangle + \sin\theta_\nu |\nu_2\rangle, \quad (3)$$

$$|\nu_\mu\rangle = -\sin\theta_\nu |\nu_1\rangle + \cos\theta_\nu |\nu_2\rangle, \quad (4)$$

其中参数 θ_ν 是真空混合角。 $t=0$ 时, ν_e 的态按时间或沿中微子运动轨道上的距离变化,即

$$|\nu_e(t)\rangle = e^{-iE_\nu t} \cos\theta_\nu |\nu_1\rangle + e^{-iE_2 t} \sin\theta_\nu |\nu_2\rangle. \quad (5)$$

这里使用了 $\hbar=c=1$ 的单位制。令 $E_i = (p^2 + m_i^2)^{1/2}$,可得 m_1 与 m_2 的差异会造成两种成分的相对相位随时间改变。因而,现在的量子态中包含了 ν_μ 的成分,它由

$$\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle = \sin\theta_\nu \cos\theta_\nu (e^{-iE_2 t} - e^{-iE_1 t}),$$

$$|\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle|^2 = \sin^2 2\theta_\nu \sin^2 \frac{(E_2 - E_1)t}{2} \quad (6)$$

给出。

这种描写与自旋1/2粒子的自旋和磁场间有夹角为 $2\theta_\nu$ 时的进动完全一样。因此,中微子振荡可以被看作是在味空间中的进动。如果中微子质量远小于其能量,(6)式中对时间的关系可改为 $\sin^2\left(\frac{\pi l}{l_\nu}\right)$,其中 l 是源到探测器的距离, l_ν 被称为真空振荡长度,由

$$l_\nu = \frac{4\pi p_\nu}{m_2^2 - m_1^2}$$

给出。源发出的一定动量的中微子, l 愈大时,即使 $m_2^2 - m_1^2$ 更小的中微子振荡也会变得明显。当中微子动量为 $1\text{MeV}/c$ 而 Δm^2 为 1eV^2 时,振荡长度为 $l_\nu = 2.5\text{m}$ 。

用反应堆或加速器产生的中微子进行了许多探测中微子振荡的实验,均未获成功。利用反应堆的实验主要探测能量为MeV量级的在150m以内丢失的 $\bar{\nu}_e$ 。典型的加速器实验是探测 ν_μ 束中 ν_μ 的丢失或 ν_e, ν_τ 的产生。加速器的实验能量约为GeV量级,距离可达1km。如果 θ_ν 至少有0.1,这两种实验给出的 Δm^2 的上限都是 $0.2\text{eV}^2/c^4$ 左右。如果 $m_2 \gg m_1$,则 m_{ν_2} 的上限为 $0.5\text{eV}/c^2$ 。虽然这个限制比直接的限制改善了一个量级以上,但仍比许多理论的取值大得多。为进一步改进这一限制,必须在更大距离上研究中微子振荡,而太阳则是唯一可利用作这种研究的中微子源。

四、MSW效应

只要将 Δm^2 的值取得小到 $10^{-10}\text{eV}^2/c^4$,就可以用中微子真空振荡束解释 ^{37}Cl 实验的结果。然而,为解释中微子丢失必须设想在三种

中微子间有足够强的混合。虽然在 Δm^2 如此小时，存在强的混合的可能性不能被其他实验排除，但大多数理论框架中并不期望会有这种强的混合。

也有另一种可能，它并不要求真空混合角很大。这种理论通常被称为 MSW 模型。在此模型中，从 ν_e 到 ν_μ 或 ν_τ 的转变是在中微子从太阳中心到表面运动过程中发生的。其基本想法是中微子振荡在物质中会改变。中微子通过物质时也有折射率，它由光学定理

$$p_i^2(n-1) = 2\pi N f(0)$$

给出。其中 $f(0)$ 是中微子由弱作用产生的与物质粒子间的弹性散射的向前散射幅， N 为单位体积中的靶粒子数。折射率 n 的虚部与吸收截面有关，它很小可以忽略。 n 的实部对中微子振荡是重要的，因为它必然在(5)式中引入一相因子 $\exp[ip(n-1)x]$ 。我们感兴趣的是不同组分波函数的相位差。由于在通常物质中 ν_e 比 ν_μ 和 ν_τ 有更大的散射幅，因此会产生这种相位差。所有味的中微子与靶粒子间通过中性流 (Z^0 交换) 的散射都有相同的散射幅，但电子中微子在被电子弹性散射时还有电荷流 (W^\pm 交换) 产生的散射幅。

在只考虑两种中微子时，中微子质量可以表示为 2×2 矩阵。其本征值是 m_1, m_2 ，本征矢量由(3)及(4)式给出。折射率对相位产生的影响可表示为 ν_e 上附加一与电子密度 N_e 有关的质量。因此，介质中可将 m_1, m_2 和混合角当作 N_e 的函数。太阳中心密度很高，在 MSW 模型中折射率效应起着支配的作用，因此 ν_e 主要在高态 ν_2 而 $\theta(N_e)$ 接近 $\frac{\pi}{2}$ 。太阳表面电子密度为零， ν_e 主要在低态 ν_1 ，混合角为正常真空中的值 θ_v 。

图 4 是本征值和本征矢量随距太阳中心距离的变化。太阳中心处产生的主要是在高态的 ν_e 中微子。它们向太阳外部运动时，会向 ν_1 转变，特别是在 ν_1 和 ν_2 接近的区间。如果它们始终不接近，转变几率将很小，中微子在到达太阳表面时大多数仍将保持在质量本征态 ν_2 上。这

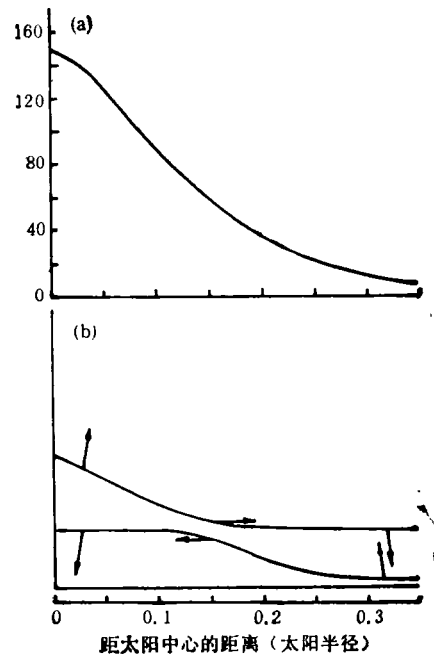


图 4(a) 太阳密度随距中心距离的变化;(b) 描写从接近太阳中心处产生的中微子传播矩阵的本征值和本征矢量随距中心距离的变化

两个态将在中微子等效矩阵对角值相等时最接近，与 $\sin 2\theta_v$ 成比例的非对角项使它们分开。这正是量子力学中能级交叉的一个例子。

要出现这种情况， Δm^2 的真空值必须足够小，从而使折射系数的效应在太阳中心占主导地位。对 ^8B 中微子，要求

$$\Delta m^2 \leq 10^{-4} \text{eV}^2/c^4. \quad (7)$$

当两态不是太接近时，转变几率仍很小。这时，相应于量子论中著名的绝热近似。绝热近似的条件可以表示成

$$\sin \theta_v \geq 3 \times 10^{-3} (\text{eV}^2/c^4) / \Delta m^2. \quad (8)$$

$\theta_v \sim 0.1$ 时，并当 $m_{\nu_2} \gg m_{\nu_1}$ ，(7)和(8)式要求 $10^{-2} \geq m_{\nu_2} \geq 5 \times 10^{-4} \text{eV}/c^2$ 。

一般说， ν_2 可以是以 ν_μ 或 ν_τ 为主的态。 ν_e 由 MSW 效应变为 ν_μ 或 ν_τ 的几率与其能量有关。(7)和(8)式一起可以确定一组 Δm^2 和 θ_v 值，使转变几率对所有 ^37Cl 实验可探测的中微子都很高。

图 5 给出了两个数值解的例子，其结果是将中微子到达地球后未转变的几率表示成能

量的函数。在例A及B中，地球上的 ^{37}Cl 实验所测得的中微子数都降低到1/3，并且 ^8B 产生的 ν_e 的谱均发生畸变。测量 ν_e 的能谱可以区分这两种情况以及区别它们和非标准太阳模型。Kamiokande II的数据倾向于支持解B但还不能排除解A。

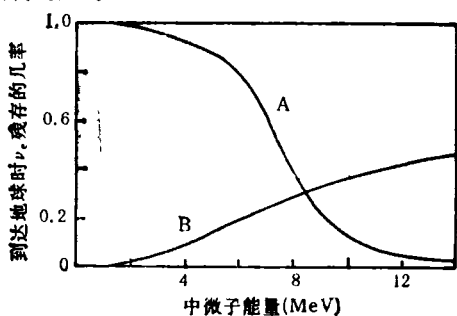


图5 中微子的传播

(A及B是描写 ν_e 从太阳传播到地球的方程的数值解，它们分别取不同的质量参数并都使得地面上的 ^{37}Cl 探测器的计数率下降至1/3，两个解的混合参数均取 $\sin^2 2\theta = 0.032$ ；解A取 $\Delta m^2 = 1.0 \times 10^{-4}$ ，而解B取 $\Delta m^2 = 1.1 \times 10^{-6}$)

五、今后的实验

迄今的实验仅提供了太阳中微子能量、数量方面有限的信息。完整的实验应当测定整个中微子能谱并识别出太阳中不同源产生的中微子。这种实验既能判别是否存在味的振荡，也能确定是否有物质增强的效应。

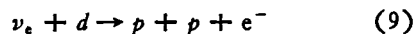
类似于 ^{37}Cl 探测器的实验由于本底较低仍然在探讨之中。特别令人感兴趣的是以 ^{71}Ga 作靶的实验。由于它的能阈低到0.23 MeV，可以用来探测 $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ 产生的中微子。而 $\nu_e + ^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge} + e^-$ 反应的捕获率很高，约达132 SNU；计算中不确定性又很小，约 $\leq 15\%$ 。因而只要测得的太阳中微子捕获率

稍低于理论预期值就能表明存在中微子的转变。目前已有两座利用 ^{71}Ga 测定太阳中微子的实验装置正在建造中。

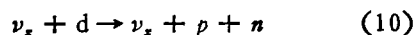
此外，还有两台第二代切伦科夫探测器有可能在来年开始建造。这两台利用水中的切伦科夫辐射进行直接计数实验的能阈约为5—7 MeV。它们主要用于探测 ^8B 中微子。

日本已提出建造一台超级 Kamiokande 探测器。它的靶充有32,000 t水。靶中产生的 $\nu_e e^-$ 弹性散射被用来探测太阳中微子。其优点是保留入射中微子方向的信息和有较高计数率。它将是监测高能太阳中微子随时间变化的极好设备。

计划在加拿大建造的中微子观测站有一个处于地下2,000 m以下的以1,000 t重水 D_2O 作靶的探测器。在这样深的地下，宇宙线本底可以忽略。 ^8B 中微子将通过弹性散射，一定味的荷电流反应



以及中性流反应



与氘核相互作用。(10)式对所有味的中微子截面相同。荷电流吸收反应(9)式产生的电子与人射中微子在方向上有弱相关，且其能量等于中微子能量减阈能： ^8B 中微子能谱的畸变将直接反映在(9)式所产生的电子能谱上。由(9)和(10)式的比较，还可以独立地确定中微子振荡是否存在。

许多其他的实验还处在研究和发展阶段。详细、定量的实验研究是确定中微子性质和了解太阳内部的唯一途径。

(邓祖淦译自 Physics Today 1989年
第7期第28—36页)

1990年第12期《物理》内容预告

导电高聚物研究进展与展望(万梅香)；亚微米器件的一些物理问题(方兆桂等)；质量的概念(郭奕玲)；地球遥感概况(吕斯骅)；核物质的动态方程(王正行)；具有广阔应用前景的超扭曲液晶显示(王良御)；

原子层外延(彭英才)；场离子显微镜原子探针试样的再制备(沙维)；阻抗自调控 CO_2 激光器(吕惠宾等)；液晶奇异的光学性质讲座第三讲液晶的应用(王新久)；爱因斯坦对光辐射理论的重大贡献(李树春)。