

微中子物理簡介

林貴林
國立交通大學物理所
e-mail: glin@cc.nctu.edu.tw

摘要

本文介紹微中子發現簡史，以及大氣與太陽微中子的研究概況。

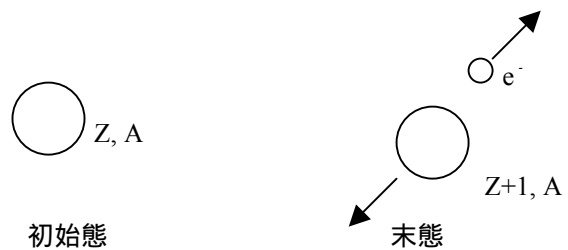
一、前言：

近幾年來，微中子物理研究進行得如火如荼，主要原因是 1998 年日本 Super-Kamiokande 實驗組的重大發現。該實驗發現大氣微中子在抵達地底探測器途中發生振盪現象，即從某一類微中子變換成另一類微中子。這種振盪現象屬於量子效應，起因於微中子弱作用本徵態與其質量本徵態不同，並且質量本徵值之間互不相等。微中子振盪並非新觀念，理論上早有人提出，只是實驗上一直未能證實，因此也凸顯 Super-Kamiokande 實驗的重要性。其實在 Super-Kamiokande 實驗前，太陽微中子實驗已進行多年，其異常結果也引發微中子振盪的想法，然而終究沒有確定結論。本文將從物理學家如何發現微中子談起，並介紹微中子振盪的研究概況。廣義而言，“微中子物理”尚包含“加速器微中子物理”，粒子物理學家藉由加速器製造微中子束以測量電弱交互作用參數及探討核子結構，限於篇幅，本文將不述及這部份。

二、微中子發現簡史：

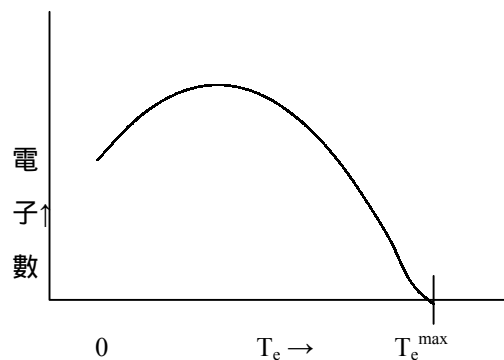
微中子是物理學家 Pauli 所提出的想法，為了

解釋 β 衰變的實驗結果。 β 衰變的示意圖如下：



圖一：衰變示意圖

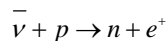
上圖顯示一個原子序為 Z ，原子量為 A 的核子轉換成原子序為 $Z+1$ ，原子量為 A 的核子，並放出一個電子。如果 β 衰變的末態僅有兩個粒子，則依據能量、動量守恆，末態粒子只能有一種方式瓜分初始態的總動能，然而實驗上所測得的電子動能能譜卻呈現寬廣分佈如圖二所示：



圖二：衰變之電子動能能譜

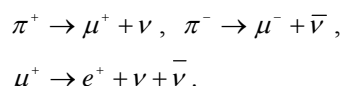
以當初的實驗精度，物理學家發現電子的極大動能 T_e^{\max} 正好等於核子的能量差 $(M_{Z+1,A} - M_{Z,A})c^2$ 。不過絕大多數的電子卻沒有帶走這麼多能量，箇中原因成謎，甚至到了讓物理學家想放棄能量守恆的地步。1931 年 Pauli 提出微中子的想法，亦即 β 衰變的末態應有第三個粒子——微中子存在。有微中子帶走一部份動能，電子能譜的連續分佈現象就很容易解釋了。Pauli 假設微中子跟其他粒子的作用十分微弱，因此在實驗室中尚未被觀測到，他也假設微中子為電中性、無質量且自旋為 $1/2$ 的粒子。電中性的假定是為了維持電荷守恆；無質量的假定是由於電子能譜的頂點 T_e^{\max} 已經和核子能量差 $(M_{Z+1,A} - M_{Z,A})c^2$ 相等，再也沒有多餘能量可以給微中子帶走。如果微中子有質量 M_ν ，則微中子至少可以帶走 $M_\nu c^2$ 的能量，和上述觀察矛盾；自旋 $1/2$ 的假定是為了保證角動量守恆。Pauli 對微中子的性質描述並未隨著粒子物理的發展而受到挑戰，至少 Glashow, Salam 及 Weinberg [1] 的粒子物理標準模型中，微中子仍被視為無質量的粒子，並具有上述其他性質。這項認知直到 1998 年才有改變，我們稍後會再碰觸這個問題。

由於微中子的作用很微弱，使得偵測微中子成為實驗物理學家的一大挑戰。1956 年 Cowan 和 Reines 終於偵測到微中子 [2]，實驗所利用的反應過程為



亦即運用質子捕捉微中子而產生中子及正子。其中微中子係由核子反應爐裡的 β 衰變所產生，由於微中子 - 質子的反應截面積在目前能量範圍僅有 10^{-44} cm^2 ，因此本實驗需要大量質子來捕捉微中子。1962 年，L. Lederman, M. Schwartz, J.

Steinberger 及他們的合作者發現了第二類微中子 [3]，這類微中子被命名為 ν_μ ，有別於 β 衰變中的微中子 ν_e ，在本實驗之前，物理學家普遍認為微中子只有一類，即使他們知道微中子亦可從 π 介子及 μ 輕子的衰變而來，如



Schwartz 等人利用 Brookhaven 國家實驗室的 Alternate Gradient Synchrotron (A.G.S) 設施產生 π 介子，再讓 π 介子衰變出的微中子與核子碰撞產生帶電粒子。實驗分析顯示這些帶電粒子為 μ 輕子，因此證實 π 介子衰變出的微中子有別於 β 衰變中的微中子 ν_e 。公元 2000 年，美國費米國家實驗室第一次直接觀測到第三類微中子 ν_τ [4]。

三、太陽微中子、大氣微中子及微中子振盪：

如前言中述及，自從物理學家發現微中子後，微中子束被廣泛應用於粒子物理研究：重要成果包括發現中性流 (Neutral Current) 及精密測量電弱交互作用等。在這一節，我將介紹非加速器微中子物理。在此微中子不是來自實驗室，而是來自我們熟悉的天文環境如大氣層或太陽。從大氣或太陽來的微中子帶給我們什麼訊息呢？這得從微中子的振盪 (neutrino oscillation) 說起。

我們前面提過微中子一直被視為無質量，然而限於實驗精確度，很難證明微中子質量的確為零。反之，如果微中子有質量，即使是很小，只要不同類微中子具有不同質量，則任一類微中子在誕生之後都可能轉換成另一類微中子，例如 ν_e 在誕生之後有某些機率會轉成 ν_μ 或 ν_τ ，這叫作微中子振盪 [5]。為方便說明起見，我們先假定只有兩類微中

子，即 ν_e 與 ν_μ 。通常我們叫 ν_e 及 ν_μ 為弱作用本徵態，因為它們是經由弱作用而產生，如前者是由 β 衰變產生，而後者是由 π 介子衰變產生。由於弱作用本徵態並不一定要等於質量本徵態，因此 ν_e 及 ν_μ 可寫成質量本徵態 ν_1 及 ν_2 的線性組合：

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

假定在時間 $t=0$ 時 ν_e 經由 β 衰變產生，則

$$|\nu_e(0)\rangle = \cos\theta|\nu_1(0)\rangle + \sin\theta|\nu_2(0)\rangle \quad (2)$$

到了時間 t ，質量本徵態分別演變為

$$|\nu_1(t)\rangle \equiv e^{-iE_1 t/\hbar} |\nu_1(0)\rangle, \quad |\nu_2(t)\rangle \equiv e^{-iE_2 t/\hbar} |\nu_2(0)\rangle,$$

其中 $E_i = (p^2 c^2 + m_i^2 c^4)^{1/2}$ ，因此

$$|\nu_e(t)\rangle = e^{-iE_1 t/\hbar} \cos\theta |\nu_1(0)\rangle + e^{-iE_2 t/\hbar} \sin\theta |\nu_2(0)\rangle \quad (3)$$

如果兩質量本徵值不相等，即 $m_1 \neq m_2$ ，則意味 $\nu_e(t)$ 與 ν_μ 不再互相垂直，換言之， $\nu_e(t)$ 裏已經有 ν_μ 的成分，我們可以計算在此時刻 $\nu_e(t)$ 究竟有多少機率是以 ν_μ 形式存在：

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left(1 - \cos\left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{2P} \frac{c^3}{\hbar} t\right)\right) \quad (4)$$

由於微中子速度已近光速，上式可改寫成

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\pi x}{\ell}\right) \quad (5)$$

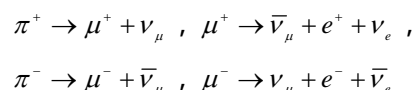
其中 x 是微中子在時間 t 所走的距離， ℓ 是所謂的振盪長度 (oscillation length)，

$$\ell = \frac{2.5 P_\nu (\text{MeV}/c)}{(m_2^2 - m_1^2) (\text{eV}/c^2)^2} \text{ meters}$$

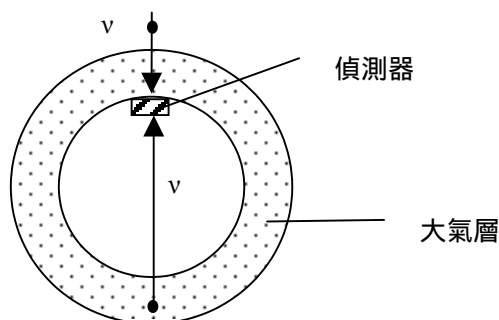
從第(5)式可知微中子一定要運動大約 $x = \ell$ 的距離後，才有顯著的振盪產生，當微中子動量 $P_\nu = 1 \text{ MeV}/c$ ，微中子質量平方差 $m_2^2 - m_1^2 = 1 (\text{eV}/c^2)^2$ ，則 $\ell = 2.5 \text{ m}$ ；假如微中子動量提高到 $1 \text{ GeV}/c$ ，而 $m_2^2 - m_1^2 = 0.25 \times 10^{-3} (\text{eV}/c^2)^2$ ，則 $\ell = 10^7 \text{ m} = 1 \text{ 萬公里}$ ，換言之，在這條

條件下，微中子必須穿過整個地球後才能有顯著振盪。當然微中子振盪的機率還跟 $\sin^2 2\theta$ 有關：當 $\theta = \pi/4$ ， $x = \ell/2$ 時， $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 1$ ；而當 $\theta = 0$ 時，則 $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ 恆等於零。

1998 年，日本 Super-Kamiokande 實驗發表大氣微中子觀測結果^[6]，該實驗測量 ν_μ 與 ν_e 流量比值與 Monte-Carlo 模擬所得的流量比值作比較，即測量比值 $R = (j(\nu_\mu)/j(\nu_e))_{\text{data}} / (j(\nu_\mu)/j(\nu_e))_{\text{MC}}$ 。實驗測得 R 為 0.6 左右，顯然 ν_μ 比預期要少。我們知道大氣微中子主要由宇宙線粒子與大氣分子碰撞產生 π 介子，再從 π 介子衰變而來，反應過程如下：



從以上反應式我們知道 ν_μ 的產量是 ν_e 的兩倍，如果沒有振盪發生，則位於地底下的 Super-Kamiokande 偵測器測到的 ν_μ/ν_e 值應該和產量比相同。既然實驗測得的 ν_μ 流量比預期少，有可能意味 ν_μ 振盪到別種微中子。為了檢驗這項假定，Super-Kamiokande 研究 ν_μ 流量是否和微中子入射角度有關：例如從天頂下來的微中子僅走了一段大氣曾就到達偵測器，反之從地球另一端穿上來的微中子則走了至少地球直徑的距離。

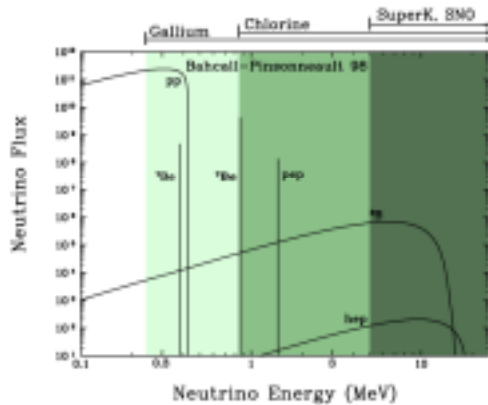


圖三：大氣微中子之行進路徑

後者產生振盪的機率要比前者要大，因此 ν_μ 流量

減少得較厲害。Super-Kamiokande 測得的 ν_μ 流量角分佈與微中子振盪的假定相吻合，至於是 ν_μ 振盪到何種微中子則無法從實驗中直接偵測，統計分析告訴我們 ν_μ 應是振盪到 ν_τ ，本實驗測得的質量平方差 Δm_{atm}^2 大約是 $2.5 \times 10^{-3} (\text{eV}/c^2)^2$ ，而 ν_μ 、 ν_τ 跟其質量本徵態之間的夾角約為 45° (此夾角乃類似第(1)式中的 θ)。

研究太陽微中子(ν_e)和研究大氣微中子同樣有趣。太陽微中子係經由核融合產生，而核融合過程又和星球的演化有關，因此天文學家嘗試測量太陽微中子流量以決定太陽核融合機制。對粒子物理學家而言，太陽微中子流量導致有名的「太陽微中子難題」(Solar neutrino problems)^[7]。難題之一為太陽微中子流量之觀測值遠小於標準太陽模型之預測值，意味著 ν_e 可能振盪到其他類微中子。



圖四：太陽微中子能譜，取自 J. N. Bahcall 個人網頁：<http://www.sns.ias.edu/~jnb/SNviewgraphs/>.

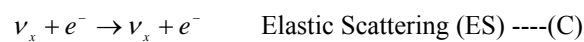
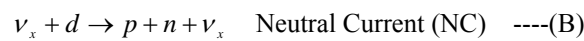
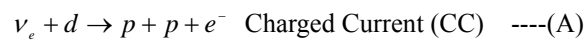
標準太陽模型所預測之 ν_e 流量如圖 4 所示，不同曲線代表不同反應過程所產生之微中子能譜，如 pp 代表 $p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$ ，其中末態微中子能量小於 0.4 MeV；兩條 ${}^7\text{Be}$ 譜線代表

$e^- + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ ，其微中子能量為 0.38 MeV 及 0.86 MeV； ${}^8\text{B}$ 曲線代表 ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$ ，其微中子能量範圍為 0 到 15 MeV^[8]。圖四上方之標示：Gallium, Chlorine, SuperK 及 SNO，則是代表不同微中子實驗的能量偵測範圍。例如 Chlorine 實驗^[9]是利用氯捕捉微中子 $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ ，其中微中子能量需超過 0.81 MeV。前述太陽微中子難題正是 Chlorine 實驗所量得的太陽微中子事例數^[10]： 2.56 ± 0.23 SNU 比理論計算^[11] $7.7_{-1.0}^{+1.2}$ SNU 小了大約 3.6 倍，這裡 1 SNU 代表每秒鐘每個標靶原子發生 10^{-36} 個交互作用。

由於太陽微中子的實驗很多，為簡單起見，以下只討論 Super-Kamiokande 與 SNO。如同其他實驗，Super-Kamiokande(SK)也發現太陽微中子流量小於理論值。本實驗涵蓋的能量範圍有 ${}^8\text{B}$ 微中子及 hep 微中子。前面已經提過 ${}^8\text{B}$ 微中子如何產生，而 hep 微中子則是由 ${}^3\text{He}$ 與質子融合產生。SK 實驗以測量微中子 - 電子彈性散射來偵測微中子，運用 Cherenkov 偵測器可以測得散射後的電子能量，進而得出微中子的初始能量。從 1258 天的數據，SK 得出 ${}^8\text{B}$ 與 hep 微中子流量僅是標準太陽模型^[12]預測的百分之四十五^[13]，此外 SK 也分析太陽微中子的角分佈，亦即分析太陽微中子流量的日夜差距；並且研究微中子能譜是否有扭曲，亦即比較 SK 實驗所測得的能譜跟原始能譜有否差別。實驗結果並沒有發現日夜差距跟能譜扭曲。從統計分析，SK 發現^[14]只有一組微中子振盪參數能夠解釋上述結果(95 % 信心水準)，即大混合角參數解(Large Mixing Angle(LMA) Solution)： $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$ ； $4 \times 10^{-5} (\text{eV}/c^2)^2 < \Delta m^2 < 10^{-4} (\text{eV}/c^2)^2$ ； $0.2 < \tan^2 \theta < 0.6$ 。

在這裡我們要強調 LMA 係假定了太陽裡的物質共振效應。我們知道微中子弱作用本徵態和質量本徵態的夾角會影響振盪效應，如果兩者夾角很小，則弱作用本徵態幾乎等於質量本徵態，那麼第(5)式告訴我們微中子振盪機率趨近於零。所幸太陽裡面有高密度電子存在，當微中子跟這些電子發生 coherent 散射，微中子會獲取一項有效位能。由於 ν_e 和電子的散射有別於 $\nu_\mu(\nu_\tau)$ 與電子的散射，因此 ν_e 獲致的位能與眾不同，這項位能因而改變弱作用本徵態與質量本徵態之間的夾角。當電子密度在某特殊值時，這個新的夾角會變成 $\pi/4$ ，這個結果就叫做 MSW^[15] 效應，此效應強化微中子振盪。

SK 僅告訴我們從 ν_e 振盪到 ν_μ 或 ν_τ 可以解釋太陽微中子的流量問題，卻沒有證明 ν_e 流量所缺少的部分恰好是變成 ν_μ 及 ν_τ 。所幸 SNO(全名叫 SUDBURY Neutrino Observatory) 實驗可以給我們答案。SNO 實驗運用重水 D_2O 當作標靶偵測微中子。它主要測量三個反應過程：



其中過程(C)和 SK 實驗一樣，而過程(A)、(B)乃 SNO 實驗所獨有。我們注意到過程(A)僅容 ν_e 參與，且為帶電流過程(交換帶電玻色子 W^\pm)；過程(B)允許每一種微中子參與，且為中性流過程(交換中性玻色子 Z)，因此散射面積和微中子種類無關，過程(C)也允許各種微中子參與，當 ν_x 為 ν_e 時，本過程可藉交換 W^\pm 或 Z 玻色子進行，而當 ν_x 為 ν_μ 或 ν_τ 時，本過程僅能透過交換 Z 玻色子進行，弱作用理論告訴我們前者散射面積為後者的 6.5 倍。去年 8 月，SNO 發表過程(A)和(C)的測量結果

^[16]，其測得的微中子流量為

$$\Phi_{SNO}^{CC} = 1.75 \pm 0.07(\text{stat.})_{-0.11}^{+0.12}(\text{sys.}) \pm 0.05(\text{theor.}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (6)$$

$$\Phi_{SNO}^{ES} = 2.39 \pm 0.34(\text{stat.})_{-0.14}^{+0.16}(\text{sys.}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

由於過程(A)僅容 ν_e 參與，因此 Φ_{SNO}^{CC} 為 ν_e 的流量。 Φ_{SNO}^{ES} 的則跟我們如何認定 ν_x 的成分有關，上面所列的 Φ_{SNO}^{ES} 是假定太陽微中子 ν_e 沒有任何振盪發生，即 ν_x 完全是 ν_e 的情形。比較 Φ_{SNO}^{CC} 和 Φ_{SNO}^{ES} ，其差為 $(0.64 \pm 0.40) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。如果此差值為零，則代表 ν_e 沒有發生任何振盪，然而實際上此差值和零的區別是 1.6 個標準差。如果我們拿 SK 的測量結果^[12]

$$\Phi_{SK}^{ES} = 2.32 \pm 0.03(\text{stat.})_{-0.07}^{+0.08}(\text{sys.}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (7)$$

和 Φ_{SNO}^{CC} 相比，其差為 $(0.57 \pm 0.17) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。此差值和零的區別為 3.3 個標準差！因此在 99.9 % 的信心水準下，我們斷定太陽微中子在到達地球後不是全然由 ν_e 組成。如果我們進一步假設 ν_e 的百分比為 x 而 ν_μ 或 ν_τ 的百分比為 $1-x$ ，並令太陽微中子的總流量為 Φ^{total} ，則

$$x\Phi^{\text{total}} = \Phi_{SNO}^{CC}, \quad x\Phi^{\text{total}} + \frac{1-x}{6.5}\Phi^{\text{total}} = \Phi_{SNO}^{ES} \quad (8)$$

我們可解出 $x \approx 0.32$ 且 $\Phi^{\text{total}} = (5.44 \pm 0.99) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ^[16]，這值和標準太陽模型^[13]預測的太陽微中子流量

$$\Phi^{\text{total}} = 5.05_{-0.81}^{+1.01} \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (9)$$

非常吻合。

以上討論告訴我們 SNO 的結果直接就顯示微中子振盪，反觀 SK 的結果仍須借重標準太陽模型才能推論微中子振盪。從 SNO 的數據，我們可以反推太陽微中子流量 Φ^{total} 。幾個月前，SNO 發表

過程(B)的結果。過程(B)可直接測量 Φ^{total} ，SNO 得到^[17]

$$\Phi^{\text{total}} = 5.09_{-0.43}^{+0.44}(\text{stat.})_{-0.43}^{+0.46}(\text{sys.}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (10)$$

我們再次看到這值和標準太陽模型之預測值非常吻合。

四、結論：

經過大約 40 年的努力，物理學家對微中子的振盪效應總算有了初步的成果，雖然微中子實驗都位於地底下，但是微中子源來自天上：例如從大氣層或著從太陽來，因此這些研究也可被稱為“微中子天文物理”。大氣微中子實驗告訴我們 ν_{μ} 會振盪到 ν_{τ} ，而太陽微中子 ν_e 則會振盪到 ν_{μ} 或 ν_{τ} 。上述振盪之相關參數則包含質量平方差及混合角。雖然既有微中子實驗已經定出這些參數的範圍，要更精細測量這些參數尚有賴地面加速器實驗。

由於篇幅的關係，我們沒有機會提到高能量微中子天文物理，這類研究和宇宙射線研究息息相關。由於近年來發現了極高能量之宇宙線^[18,19]，物理學家急於知道是何機制致使宇宙線粒子獲得 10^{20} eV 以上的能量，這些能量源又位於宇宙何處？這些疑問雖然都不易解答，但是偵測高能微中子可以得到進一步資訊，尤其是產生高能量宇宙線的同時，高能量微中子也會伴隨產生，微中子行進路線不受星系磁場的影響，因此從微中子的行進方向可以反推微中子源的方向，有助於理解極高能量宇宙線的來源，有興趣的讀者可參考文獻^[20]。

本文作者要感謝張鳳吟同學協助打字及製圖。

參考文獻

[1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579 ; A.

Salam and J.C. Ward, Phys. Lett. 73 (1964) 168 ; S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.

[2] C.L. Cowan and J.R.Reines, Phys. Rev. 107 (1957) 528.

[3] G. Danny, J-M. Gaillard, K.Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberger, Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 36.

[4] Donut Collaboration (B. Buller for the Collaboration), Nucl. Phys. Proc. Suppl. 98 (2001) 43.

[5] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, Progr. Theor. Phys. 28 (1962) 870 ; B. Pontecorvo, Sov. Phys.-JETP 26 (1968) 984 ; S.M. Bilenky and B. Pontecorvo, Phys. Rep. C41 (1978) 225.

[6] Y. Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562.

[7] 有關太陽微中子難題，請參考 J.N. Bahcall and M. Pinsonneault, Rev. Mod. Phys. 67 (1995) 781.

[8] 讀者若要瞭解 ${}^7\text{Be}$ 及 ${}^8\text{B}$ 如何從和融合反應產生，可參考 J.N. Bahcall, Neutrino Astrophysics, Cambridge University Press (1989).

[9] R. Davis, Jr., D. S. Harmer, and K. C. Hoffman, Phys. Rev. Lett. 20, 1205 (1966).

[10] K. Lande, talk presented at Neutrino '98, Takayama, Japan, June, 1998.

[11] J. N. Bahcall, S. Basu, and M. H. Pinsonneault, Phys. Lett. B 433 (1998) 1.

[12] M. B. Smy [for the Super-Kamiokande Collaboration], hep-ex/0106064.

[13] J.N. Bahcall et al., astro-ph/0010346.

[14] 以下參數係綜合 Super-Kamiokande 及其他實驗的數據。

[15] L.Wolfenstein, Phys. Rev. D 17 (1979) 2369 ; S.P. Mikheyev and A.Yu. Smirnov, Sov. Phys. -JETP 64 (1986) 4.

[16] Q. R. Ahmad et al, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 071301.

[17] Q. R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011301.

[18] J.N. Matthews, C.C.Jui, Nucl. Phys. Proc. Suppl. B 87 (2000) 411.

[19] M. Takeda et al., Astrophys. J. 522 (1999) 225 ; N. Hayshida et al, astro-ph/0008102.

[20] For a recent review article, see, for instance, F. Halzen, astro-ph/0111059.