

# 太阳中微子“亏缺”与非标准太阳模型

林 元 章

(中国科学院北京天文台 北京 100012)

## 摘 要

系统阐述了太阳中微子“亏缺”问题出现的背景,包括介绍标准太阳模型,太阳内部的核聚变反应,太阳中微子能谱和流量的理论估算,以及太阳中微子探测实验和结果。讨论了为解释太阳中微子“亏缺”而提出的各种非标准太阳模型以及近年来愈益受到重视的中微子振动问题。

关键词 太阳 — 太阳中微子 — 非标准太阳模型

分类号 P182

## 1 标准太阳模型 (SSM)

太阳中微子“亏缺”是以实测的太阳中微子流量与按标准太阳模型计算的结果进行比较得到的结论,而非标准太阳模型也是相对于标准太阳模型来定义的。因此,在谈及太阳中微子“亏缺”和非标准太阳模型之前,必须先介绍什么是标准太阳模型。

### 1.1 基本假定

除了假定太阳为球对称,标准太阳模型的所有物理量只与日心距  $r$  有关,并且不考虑自转和磁场,或者说可以忽略太阳自转和磁场的力学效应;此外,标准太阳模型还有如下四个基本假定<sup>[1,2]</sup>。(1) 太阳处在静力学平衡,即气体压力加辐射压力与重力平衡;(2) 太阳的能量传输方式为辐射和对流,在太阳深层,能量传输方式为光子扩散,而在外层,对流传能占优势;(3) 太阳的能量来自热核聚变反应,重力收缩产能可以忽略;(4) 太阳化学元素丰度的变化仅由核反应造成。

### 1.2 基本方程

在上述几条基本假定的前提下,可以得到描述太阳基本结构的方程如下<sup>[3,4]</sup>:

$$\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad (\text{质量平衡}) \quad (1)$$

$$\frac{dp}{dr} = -G\rho \frac{M_r}{r^2} \quad (\text{压力平衡}) \quad (2)$$

$$\frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \varepsilon \rho \quad (\text{能量平衡}) \quad (3)$$

$$\frac{dT}{dr} = \frac{-3L_r \kappa \rho}{16\sigma T^4 4\pi r^2} \quad (\text{辐射传能}) \quad (4)$$

$$\frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{\rho} \frac{dp}{dr} \quad (\text{对流传能}) \quad (5)$$

$$p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T + \frac{1}{3} a T^4 + \Delta p \quad (\text{物态方程}) \quad (6)$$

其中  $M_r$  和  $L_r$  分别表示半径为  $r$  的球体质量和光度,  $T$  为温度,  $\rho$  为密度,  $p$  为压力,  $\gamma$  为定压比热  $C_p$  与定容比热  $C_V$  的比值.  $G$  为引力常数,  $a$  为辐射常数 ( $7.56566 \times 10^{-22} \text{J} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-4}$ ),  $k$  为 Boltzman 常数,  $m_H$  为氢原子质量,  $\sigma$  为 Stefan 常数.  $\Delta p$  为非理想气体压力改正, 主要为静电效应和部分电子简并效应的改正. 而  $\mu$  和  $\varepsilon$  分别为太阳物质的平均原子量和产能率, 它们的表示式为:

$$\mu = \frac{1}{2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z} \quad (7)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{pp} + \varepsilon_{CN} \quad (8)$$

$$\varepsilon_{pp} = 0.1 X^2 \rho \left(\frac{T}{10^{14}}\right) \text{J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{g} \quad (9)$$

$$\varepsilon_{CN} = 3 \times 10^{-24} \rho X \cdot X_{CN} \left(\frac{T}{10^{12}}\right)^{21} \text{J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{g} \quad (10)$$

其中  $X$ 、 $Y$  和  $Z$  分别为太阳化学组成中氢、氦和其余元素按质量计所占的百分数;  $\varepsilon_{pp}$  和  $\varepsilon_{CN}$  分别为 pp 反应链和 CN 循环核聚变的产能率,  $X_{CN}$  为碳和氮的质量分数.

而 (4) 式中的不透明度  $\kappa$  为吸收系数  $k(\nu)$  的 Rosseland 平均, 即

$$\frac{1}{\kappa} = \int \frac{f(\nu)}{k(\nu)} d\nu \quad (11)$$

$$k(\nu) = (k_{bb} + k_{bf} + k_{ff}) \left(1 - e^{-h\nu/kT}\right) + k_e \quad (12)$$

其中  $f(\nu)$  为辐射密度,  $k_{bb}$ 、 $k_{bf}$ 、 $k_{ff}$  和  $k_e$  分别为 b-b、b-f、f-f 跃迁和自由电子散射的吸收系数, 因子  $(1 - e^{-h\nu/kT})$  为受迫辐射改正. 在太阳内部, 只有上述四种不透明度源, 哪一种不透明度占优势则取决于温度. 在低温区, 相当大数量的原子核仅部分电离, 由束缚电子引起的 b-b 和 b-f 跃迁占优势; 而在高温区, 原子核几乎完全电离, 自由电子的 f-f 跃迁将占优势; 由于  $k_{ff}$  的 Rosseland 平均随温度增大而变小, 因而当温度达到一定数值后, 自由电子散射将占优势. 以往通常认为太阳内部 b-b 跃迁可以忽略, 近来的研究表明在太阳内部, 不能忽略 b-b 跃迁对不透明度的贡献<sup>[5]</sup>.

### 1.3 边界条件、初始条件和太阳年龄

为求解上述方程组而设定的边界条件为:  $r=0$  时,  $M_r=0$ ,  $L_r=0$ ;  $r=R$  时,  $M_r=M$ ,  $L_r=L$ , 而  $R$ 、 $M$  和  $L$  分别为目前的太阳半径、质量和光度. 初始条件即设定形成太阳的原始星云的化学组成  $X$ 、 $Y$  和  $Z$  的具体数值, 并假定它们均匀混合. 还必须认定太阳的年龄,

才能计算太阳演化到这个年龄的结构模型。目前认为陨石是太阳和太阳系形成时产生的, 因而是太阳系中最古老的天体。测定陨石(特别是球粒状陨石)中同位素(如  $^{87}\text{Rb}$ , 其半衰期为  $8 \times 10^{10}$  yr)含量, 可知这些天体的寿命为  $4.6 \times 10^9$  yr, 因而也是太阳的年龄。

具体计算表明, 对满足太阳经历  $4.6 \times 10^9$  yr 之后达到目前的光度 ( $L = 3.845 \times 10^{26}$  W) 这一边界条件, 氢的含量  $Y$ (主要通过平均原子量  $\mu$  起作用) 和重元素含量  $Z$ (通过不透明度  $\kappa$  起作用) 都相当敏感。不过重元素含量在一定程度上受到太阳光谱观测结果的约束, 因而氢丰度  $Y$  就成为满足  $r = R$  时  $L_r = L$  的主要可调参数。另一方面, 为了满足年龄为  $4.6 \times 10^9$  yr 时的  $r = R$ , 则是依赖于调节另一敏感参数, 即对流层中的  $\alpha = \frac{l}{H_p}$  来实现, 其中  $l$  为混合长, 就是对流层中上升气团达到彻底瓦解所需运行的路程,  $H_p = \frac{-1}{dp/dr}$ 。对于太阳,  $\alpha$  在  $1 \sim 3$  之间。

#### 1.4 计算结果

在上述各种假定下推得了形式上完全确定的二套方程组 (1)~(6) 和 (7)~(12), 可在一定的边界条件下求解。然而不同作者对它们仍有不同的处理, 得到的标准太阳模型并非完全相同, 而是大同小异。因此所谓标准太阳模型 (SSM) 是一类模型, 不要误解为是一个模型。图 1 所示为 Bahcall 和 Ulrich<sup>[6]</sup> 于 1988 年发表的一种标准太阳模型。它所采用的太阳初始化学组成为  $X = 0.71$ ,  $Y = 0.27$  和  $Z = 0.02$ 。图 1 中  $T_0$  和  $\rho_0$  为太阳中心的温度和密度。

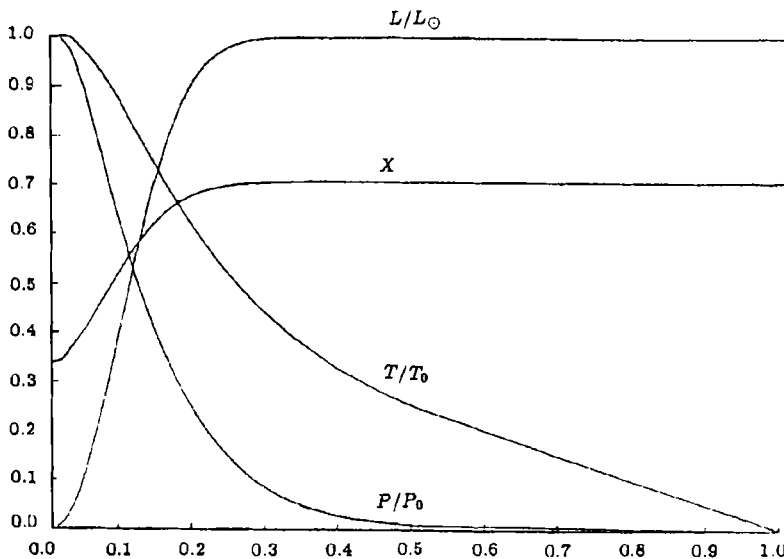


图 1 一种标准太阳模型<sup>[6]</sup>

由图 1 可见, 现阶段的太阳构造有如下特点: (1) 它有一个高温、高密度和高光度 (高产能率) 的内核。在  $r = 0.25R$  处, 即大约  $\frac{1}{4}$  太阳半径的球体内, 质量已占太阳总质量的一半, 光度达到太阳总光度的 99%。(2) 太阳燃料氢的丰度在日核内因消耗而明显下降。在日心附近  $X$  减少了一半。(3) 不透明度的变化 (图 1 中未画出) 表明, 大约从  $T = 1.9 \times 10^6$  K 开始, 不透明度  $\kappa$  随  $r$  增大而迅速增大, 导致区域温度梯度迅速增大, 从而满足 Schwarzschild 的对流判据  $|\frac{dT}{dr}| > |\frac{dT}{dr}|_{ad}$  (右端为绝热梯度), 形成对流。  $T = 1.9 \times 10^6$  K 大约发生在  $r = 0.75R$

处, 这就是对流层底部。对流层的质量约只占太阳总质量的 1.5%。

实际上标准太阳模型是有时效性的。随着在太阳内部的核反应率、太阳重元素的丰度、物态方程以及太阳物质不透明度等方面研究中不断取得新进展, 利用这些新结果计算得到的新标准太阳模型也相继发表。例如 Bahcall 近年来就发表了多种对应于各种改正的标准太阳模型<sup>[7,8]</sup>。

## 2 标准太阳模型的中微子估算和中微子探测

### 2.1 太阳的内部核反应

可采用核物理中通用的核反应表示式  $x(a, b)y$  描述太阳内核产能区中的核反应过程。此处  $x$  为靶核,  $a$  为入射粒子,  $b$  为出射粒子,  $y$  为最后生成的核, 而逗号则把反应前和反应后的状态分开。同时记住氢核即质子, 记为  ${}^1\text{H}$  或  $p$ , 氘核记为  ${}^2\text{H}$  或  $d$ , 氦核为  ${}^4\text{He}$  或  $\alpha$ ,  ${}^3\text{He}$  为同位素氦,  $e^+$  为正电子,  $\gamma$  为光子,  $\nu$  为中微子。并且用上角 \* 表示核处在激发态。每一次反应产生的能量为  $Q = Q' + Q_\nu$ , 其中  $Q'$  为电磁辐射能,  $Q_\nu$  为中微子能量。根据 Bathe 等人<sup>[9]</sup> 的研究, 太阳能量主要由两种类型的核聚变产生, 其一是 pp 反应链, 另一为 CN 循环, 分别列于表 1 和表 2 中。现阶段太阳能量的 99% 来自 pp 反应链, 1% 来自 CN 循环。

在表 1 的 pp 反应链中, ppI、ppII 和 ppIII 发生的比率为 I:(II+III)= 83 : 13, II:III= 13 : 0.015。而 ppI 中第一步的另外二个分支反应为: (1) pep:  $p(pe, \nu)d$ ,  $Q' = Q_\nu = 1.442\text{MeV}$ 。不过它的发生率只占 0.25%, 故对太阳辐射能的贡献可以忽略, 但对太阳中微子流量的贡献不可忽略。(2) hep:  ${}^3\text{He}(p, e^+\nu)\alpha$ , 其发生几率更小,  $Q'$  和  $Q_\nu$  的贡献均可忽略。

表 1 pp 反应链

	核 反 应	$Q'/\text{MeV}$	$Q_\nu/\text{MeV}$
ppI:	$p(p, e^+\nu)d$ , 称 pp 反应; 另有两个分支	1.192	0.250
	$\alpha(p, \gamma){}^3\text{He}$ ,	5.494	
	${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p)\alpha$ , 另有一个分支 ppII。	12.860	
ppII:	${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ ,	1.586	
	${}^7\text{Be}(e^-, \nu){}^7\text{Li}$ , 另有一个分支 ppIII,	0.049	0.813
	${}^7\text{Li}(p, \alpha)\alpha$ 。	17.348	
ppIII:	${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ ,	0.137	
	${}^8\text{B}(, e^+\nu){}^8\text{Be}^*$ ,	7.9	7.2
	${}^8\text{Be}^*(, \alpha)\alpha$ 。	2.995	

表 2 CN 循环

核 反 应	$Q'/\text{MeV}$	$Q_\nu/\text{MeV}$
${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$ ,	1.944	
${}^{13}\text{N}(, e^+\nu){}^{13}\text{C}$ ,	1.510	0.71
${}^{13}\text{C}(p, \gamma){}^{14}\text{N}$ ,	7.551	
${}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}$ ,	7.298	
${}^{15}\text{O}(, e^+\nu){}^{15}\text{N}$ ,	1.752	1.00
${}^{15}\text{N}(p, \alpha){}^{12}\text{C}$ , 另有一分支。	4.996	

在表 2 的 CN 循环中最后一步也有一个分支反应为  $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ , 其发生率  $< 10^{-3}$ , 产生的能量只占 CN 循环总能量的 1%, 而且无中微子发射。

太阳 pp 反应链和 CN 循环的最终结果都是四个氢核合成一个氦核(表 1 的 ppI 中, 前二步发生二次, 才发生第三步)。四个氢核变成一个氦核时产生的能量  $\Delta E = (4m_p - m_\alpha)c^2 = 26.732\text{MeV}$ (或  $4.283 \times 10^{-12}\text{J}$ ), 其中  $m_p$  和  $m_\alpha$  分别为氢核和氦核的质量。为了维持现阶段的太阳光度, 每秒钟大约消耗  $5 \times 10^{12}\text{g}$  氢燃料。太阳的氢若全部燃烧完, 其所需时间为  $10^{11}\text{yr}$  量级, 远远超过现在太阳的年龄。

## 2.2 太阳中微子能谱和流量

由表 1 和表 2 可见, 作为太阳能量来源的 pp 链和 CN 循环中, 共有 5 个反应产生中微子发射。此外, 如上所述, ppI 中第一步的另一分支即 pep 反应也有中微子发射, 其贡献不可忽略。这样, 太阳内部产生中微子的主要核反应可归纳于表 3 中。在 pp 链中, p+p 和  $^8\text{B}$  两种反应产生的中微子能谱为通常  $\beta$  衰变的连续谱, 反应过程遵从能量和动量守恒。而 pep 和  $^7\text{Be}$  两种电子捕获反应发射的中微子则是线状谱, 其中  $^7\text{Be}$  发射的中微子有两条谱线, 其能量分别为 826keV(占 89.7%) 和 384keV(占 10.3%), 它们分别对应于生成的  $^7\text{Li}$  处于基态和激发态。CN 循环中  $^{13}\text{N}$  和  $^{15}\text{O}$  反应产生的中微子也是连续谱。图 2 示出表 3 中各种反应发射的中微子能谱分布。表 1、2 中

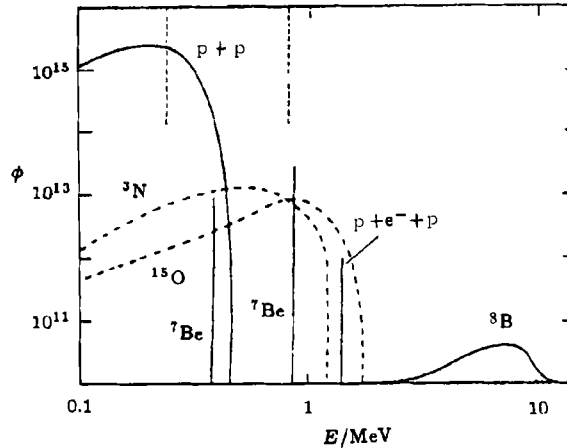


图 2 太阳中微子流能谱分布<sup>[10]</sup>

实线和虚线分别表示 pp 链和 CN 循环产生的中微子。虚直线表示  $^{37}\text{Cl}$  和  $^{71}\text{Ga}$  实验中探测太阳中微子的能量阈值, 分别等于 814keV 和 233keV。纵坐标单位对连续谱为中微子数  $/\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV}$ , 对谱线为中微子数  $/\text{m}^2 \cdot \text{s}$

表 3 太阳中微子流量、碰撞截面和理论捕获率<sup>[10]</sup>

反应	流量 $\phi_i$ $/10^{14} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	碰撞截面 $\sigma_i/10^{-50}\text{cm}^2$		$\phi_i\sigma_i/\text{SNU}$	
		$^{37}\text{Cl}$	$^{71}\text{Ga}$	$^{37}\text{Cl}$	$^{71}\text{Ga}$
p+p	6.06	0	11.55	0	70.0
pep	0.0144	15.6	212	0.22	3.1
$^7\text{Be}$	0.42	2.38	72.7	1.00	30.5
$^8\text{B}$	0.00047	10800	30100	5.11	14.2
$^{13}\text{N}$	0.0033	1.66	61.7	0.06	2.1
$^{15}\text{O}$	0.0033	6.61	118	0.22	3.9
总合				6.61	123.8

的中微子能量  $Q_\nu$  是对连续谱的平均值。

太阳内部各种核反应产生的中微子在地球轨道附近的流量可以表示为

$$\phi_i = \frac{1}{4\pi A^2} \int_0^M \varepsilon_i dm \quad (13)$$

其中  $A$  为日地平均距离,  $\epsilon_i$  为第  $i$  种产生中微子的核反应率,  $M$  为太阳质量。反应率  $\epsilon_i$  强烈依赖于温度  $T$ 。例如  ${}^8\text{B}$  反应的中微子产率  $\propto T_c^{13}$  ( $T_c$  为日心温度)。要预言中微子流量必须知道精确的太阳模型, 尤其是温度随深度的变化。表 3 中列出上述 6 种主要反应的  $\phi_i$  值, 以及原子核  ${}^{37}\text{Cl}$  和  ${}^{71}\text{Ga}$  与中微子的碰撞截面  $\sigma_i$ , 表中  $\sigma_i$  为对各自能谱的平均值。把表 3 中的  $\sigma_i$  与表 1 和表 2 中的  $Q_\nu$  进行比较可知,  $\sigma_i$  随中微子能量增大而迅速增大。 $\phi_i\sigma_i$  就是单位时间内每个靶原子能够捕获的中微子数目, 它通常用“太阳中微子单位”(SNU)来表示, 其定义为

$$1\text{SNU} = \text{每}10^{36}\text{个靶原子每秒钟捕获一个中微子}$$

采用不同标准太阳模型计算得到的  $\sum \phi_i\sigma_i$  值与表 3 中的略有不同。对于  ${}^{37}\text{Cl}$  原子, 大约为  $7.9 \pm 2.6$  SNU, 其误差主要源于太阳内部不透明度  $\kappa$  和重元素丰度  $Z$  的不确定性。它们影响温度, 从而影响 ppIII 的发生率, 而 ppIII 中的  ${}^8\text{B}$  反应是高能中微子源。若以  ${}^{71}\text{Ga}$  作为靶核, 则  $\sum \phi_i\sigma_i$  的理论预言值为  $132 \pm 20$  SNU。其主要不确定性来自  ${}^{71}\text{Ga}$  变成不同激发态  ${}^{71}\text{Ge}$  的跃迁, 表中的数值已包含这些跃迁。由表 3 还可以看到, 太阳中微子发射主要来自 pp 反应链, CN 循环对太阳中微子的贡献很小。

### 2.3 太阳中微子探测实验

为检验上述以当前太阳半径、质量和光度为边值, 从原始太阳化学组成出发用理论方法推算得到年龄为  $4.6 \times 10^9\text{yr}$  的标准太阳模型是否可信, 可以探测来自太阳的中微子流量, 以便与标准太阳模型预言的中微子流量进行比较, 看它们是否相符。以光速运动的中微子与物质的碰撞截面极小 ( $< 10^{-41}\text{cm}^2$ 。地球上物质与其相互作用的几率虽小, 但毕竟不是零。太阳产能区中每 4 个氢原子聚变成 1 个氦原子(从而产生约 27MeV 能量), 就有 2 个中微子发射。因而可以估计在地球上来自太阳的中微子流量约为  $6.5 \times 10^{10}\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。另一方面, 已经发现  ${}^{37}\text{Cl}$  和  ${}^{71}\text{Ga}$  与中微子有足够大的碰撞截面, 可以作为检测太阳中微子实验中的靶原子。

美国 Brookhaven 国立实验室的 Davis 等人<sup>[11]</sup> 从 60 年代末开始用  ${}^{37}\text{Cl}$  作为靶原子进行捕获太阳中微子实验。他们在位于 Lead(South Dakota 州) 的 Homestake 金矿中放置一容量为  $400\text{m}^3$  的容器, 内装  $6 \times 10^4\text{kg}$  四氯化碳 ( $\text{C}_2\text{Cl}_4$ ) 液体, 其中含有约  $2.2 \times 10^{30}$  个  ${}^{37}\text{Cl}$  靶原子。容器离地面深度为 1500m。由测量可知, 在此深度处, 宇宙线与  ${}^{37}\text{Cl}$  作用产生的  ${}^{37}\text{Ar}$  将少于由太阳中微子作用产生的  ${}^{37}\text{Ar}$  含量的  $\frac{1}{10}$ 。同时, 还把容器放在水中, 以屏蔽宇宙线  $\mu$  介子产生的中微子。来自太阳的中微子与  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  中  ${}^{37}\text{Cl}$  反应的方程式为



反应产生的反冲核  ${}^{37}\text{Ar}$  有足够的能量使其脱离原来的分子而进入液体。放射性  ${}^{37}\text{Ar}$  的半衰期为 35d, 因此每经 80~100d 后, 可以认为  ${}^{37}\text{Ar}$  原子数几乎达到饱和。然后利用惰性气体氮作为清洗剂把  ${}^{37}\text{Ar}$  全部收集, 放入计数器中, 监视它们的衰变。由于  ${}^{37}\text{Ar}$  可以捕获一个内电子同时放射出一个 2.8keV 的电子, 因而容易把  ${}^{37}\text{Ar}$  的衰变与计数器中的其它事件区别开来。图 3 示出在 1970~1988 年间的 76 次测量得到的结果<sup>[12]</sup>, 其平均的太阳中微子流量为  $(2.2 \pm 0.2)\text{SNU}$ 。后来又对探测器的各种参数如计数效率和推算因子等重新测定和评估后, 发表了最新的 108 次测量, 综合结果为  $(2.56 \pm 0.32)\text{SNU}$ <sup>[13]</sup>。这些数值均远低于标准太阳模型

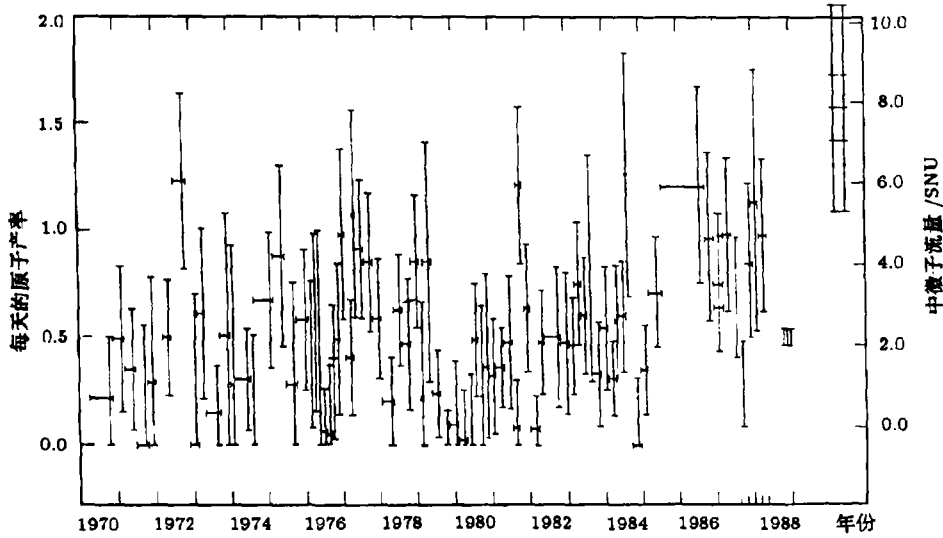
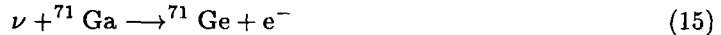


图 3 1970~1988 年间在 Homestake 作的 76 次太阳中微子流量测量结果<sup>[12]</sup>

图中直线段表示标准误差, 水平短划为一次实验持续时间, 右上角为标准太阳模型的预言值

所预言的结果。

从图 2 可以看出, 由于  $^{37}\text{Cl}$  的反应阈值 (814keV) 偏高, 不能检测来自 pp 链的低能中微子, 而  $^{71}\text{Ga}$  的反应阈值为 233keV, 可以检测到 pp 链中所有反应产生的中微子。  $^{71}\text{Ga}$  与中微子的反应方程为



因此从 80 年代开始, 有两个小组致力于用  $^{71}\text{Ga}$  作为靶原子捕获太阳中微子的实验。其一为前苏联建立在高加索 Baksan 河谷的 SAGE 小组, 用  $6 \times 10^4\text{kg}$  金属镓, 得到的结果为  $(58 \pm 14)\text{SNU}$ <sup>[14]</sup>; 另一为法、德、意和以色列合作的 GALLEX 小组建立在意大利 Gran Sasso 山的实验室, 用  $3 \times 10^4\text{kg}$  液态  $\text{GaCl}_3$ 。使用改进型探测器 GALLEXIII 所作的 14 次测量得到的最新结果为  $[53.9 \pm 10.6(\text{统计}) \pm 3.1(\text{系统})]\text{SNU}$ , 而三种探测器 GALLEX(I+II+III) 共 53 次测量的综合结果为  $[69.7 \pm 6.7(\text{统计}) \pm 3.9(\text{系统})]\text{SNU}$ <sup>[15]</sup>。它们也比理论预言值小得多。

中微子除了可以被原子捕获外, 还可以被电子散射, 其作用方程为



所能探测到的中微子能量阈值取决于仪器灵敏度。根据这一原理, 日本在岐阜县北部神冈町矿山地下 1000m 处安放了探测太阳中微子的 Kamiokande 探测器。在直径为 15.6m 高为 16.1m 的圆筒中装有  $3 \times 10^6\text{kg}$  纯水, 其中心部分  $6.8 \times 10^5\text{kg}$  用作实验。通过散射电子在水中产生的 Cerenkov 辐射检测太阳中微子。由于其阈能较高 (7.5MeV), 只能检测到  $^8\text{B}$  和 hep 反应中的高能中微子。由改进型探测器 Kamiokande III 长达 1036d 的测量得到太阳中微子流量为  $[2.82 \pm 0.25(\text{统计}) \pm 0.27(\text{系统})] \times 10^6\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , 而由 Kamiokande II+III 的综合结果 (测量时间从 1987 年 1 月至 1995 年 2 月) 为  $[2.80 \pm 0.19(\text{统计}) \pm 0.33(\text{系统})] \times 10^6\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , 这两个数值分别只占标准太阳模型所预言的 64% 和 49%<sup>[16]</sup>。

在上述三种探测太阳中微子的实验中,使用的靶核和检测方式不同,所能探测的中微子能量阈值也不相同。但是它们得到的结果均比标准太阳模型所预言的数值低得多,基本上是相互印证的,这就是所谓太阳中微子“亏缺”问题。太阳中微子问题一方面对标准太阳模型甚至对恒星演化理论提出了挑战,另一方面也在一定程度上促进了对核子物理的深入探讨。

### 3 非标准太阳模型

由于标准太阳模型不能解释太阳中微子探测结果(特别是不能解释 $^{37}\text{Cl}$ 实验中对高能中微子的测量结果,因而提出了许多非标准太阳模型,在文献中出现较多的有如下几种:

#### (1) 低 $Z$ 模型<sup>[17]</sup>

太阳重元素含量虽然很少,但对太阳物质不透明度有重要贡献。因此,降低 $Z$ 值可使不透明度 $\kappa$ 值下降,从而可使温度随高度的变化梯度和日心温度降低。这就可以改变pp反应链中ppⅢ的发生率,导致 $^8\text{B}$ 产生的高能中微子流量下降。这样,在日心产生的能量将会减少,但产能区半径略为扩大,仍然可以保持太阳的总光度不变。计算表明,只要取 $Z = 0.001$ ,就可以使理论预言的太阳中微子流量下降到 $^{37}\text{Cl}$ 实验得到的约2SNU。而 $Z = 0.001$ 是星族Ⅱ中恒星的重元素含量的典型值。不过一般认为太阳是第二代恒星,属于星族Ⅰ,它的 $Z$ 值应比星族Ⅱ的恒星高一个量级,因为组成太阳的物质已经过前一代恒星内部的核反应。问题是如果太阳产能区的 $Z = 0.001$ ,那末由光谱分析得到的太阳表面 $Z = 0.02$ 应如何解释?低 $Z$ 模型提出者的解释是当太阳在星际介质中运行时,俘获了大量高 $Z$ 值的星际尘埃。因此这种模型也称为脏太阳模型。

不过这种模型存在二大困难。其一是原始氦含量必须调整到 $y = 0.20$ 或更低,才能产生目前的太阳半径和光度,这与大爆炸宇宙学所预言的初始氦含量为0.23不符。另一是将使理论预期的太阳振动本征频率与近来自震学观测的结果矛盾扩大。

#### (2) 快速自转核模型<sup>[18]</sup>

若太阳内部存在快速自转的核心,则自转产生的离心力也可以平衡重力,从而可以降低气体压力,导致温度下降。使pp链中ppⅢ的比重减少和中微子流量下降。计算表明所需的自转离心力约为气体压力的10%,即 $\rho r^2 \Omega^2 = p/10$ ( $\Omega$ 为自转角速度),于是 $\Omega = \left(\frac{p}{10\rho}\right)^{1/2}/r$ 。在 $r = 0.1R$ 处, $\Omega = 1.5 \times 10^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ,即比太阳表面自转快500倍。如此快速的自转将对引力场产生附加的四极矩,使太阳外层变形,导致太阳扁度超过纯由表面自转产生的约为 $10^{-5}$ 的数值。同时,太阳振动本征频率因自转而分裂的日震学观测结果表明,太阳内部自转角速度远小于 $1.5 \times 10^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ,其量级仅为 $10^{-6} \text{s}^{-1}$ 。

#### (3) 内部磁场模型<sup>[18]</sup>

由于磁场具有磁压,因此若太阳内部存在小尺度磁场,同样可以降低所需要的气体热压力,从而降低太阳中心温度,使理论预言的太阳中微子流量下降。这一点与自转离心力所起的作用相似,所需的磁压同样必须达到热气压的 $\frac{1}{10}$ ,亦即 $\frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{p}{10}$ ,( $\mu_0$ 为真空磁导率),这相当于太阳中心的磁场为 $10^5\text{T}$ 量级。然而由于欧姆扩散,维持小尺度磁场的电流寿命很短。欧姆扩散率与特征尺度 $l$ 的平方成正比,因 $l \ll R$ ,磁场寿命将会短于太阳年龄。

#### (4) 内部混合模型<sup>[19,20]</sup>

这种模型又分为两类。一类是维持平衡态的稳态混合<sup>[19]</sup>,即太阳内部不断有新鲜的氢



原子进入产能区, 并把氦原子挤出, 于是平均原子量  $\mu$  变小。若压力不变, 由  $p \approx \frac{T}{\mu}$  知  $T$  将下降, 导致中微子流量下降。另一类是间歇性的非平衡态混合<sup>[20]</sup>。在标准太阳模型中可发现氦的同位素  $^3\text{He}$  的质量分数  $Y_3$  随日心距的分布是不均匀的, 它主要集中在  $r = 2 \times 10^5 \text{km}$  附近, 此处  $^3\text{He}$  为起始均匀分布时的 100 倍。这种  $^3\text{He}$  聚集到一定程度时将产生不稳定性, 导致  $^3\text{He}$  和氢核向产能区流动, 并通过静力学平衡调整使  $\mu$  下降, 造成中微子流量减少。研究表明, 这种静力学平衡调整时间为  $3 \times 10^7 \text{yr}$ 。而且这种间歇性的混合每次均造成太阳光度下降。但由于太阳的热弛豫时间很长, 太阳中微子流量极小期与太阳光度极小期之间存在相位差。 $^{37}\text{Cl}$  实验测得的结果反映的是目前真实的太阳产能区中微子发射正处在极小期, 而太阳光度极小尚需很久之后才会出现。然而与低  $Z$  模型一样, 内部混合模型预期的太阳振动本征频率与日震学观测结果的不符程度比标准太阳模型的更大。另一个困难就是内部混合要求把较重的  $^4\text{He}$  原子从深层推到外层, 这就需要做功; 而太阳产能区的  $\mu$  梯度向日心方向增大, 因而将会强烈抗拒这种混合, 亦即存在混合机制问题, 迄今尚未完全解决。

#### (5) 含 WIMP 物质模型<sup>[21,22]</sup>

此模型认为太阳内部含有带质量的弱相互作用粒子 (weakly interacting massive particle, 简称 WIMP)。假定宇宙早期大爆炸中产生的 WIMP 一直存留下来 (这可以解释现在宇宙中存在的大量暗物质), 它们有可能被太阳的引力场捕获, 并且进入太阳内部。由于 WIMP 的平均自由程非常大, 它们可以非常有效地从太阳内部向外部传输能量, 从而无需很大的温度梯度就可以使太阳具有目前的光度。这意味着无需很高的日心温度。于是与低  $Z$  模型相似, 将导致 ppIII 反应率降低, 使  $^8\text{B}$  反应产生的中微子流量大为减少。有趣的是这种模型与日震学的观测结果相符。此模型的最大疑问是 WIMP 的存在尚无确切的直接证明。

Bahcall 在其专著 “Neutrino Astrophysics” 中列出了 17 种非标准太阳模型<sup>[1]</sup>。其中 10 种已概括为本文上述 5 种。文献上出现较少的其余 7 种包括烧完的日核、巨大的质量损失、日核小黑洞、日核镶嵌 Q 粒子、非 Maxwell 速度分布、无  $^8\text{B}$  反应和 CN 循环占优等模型, 因限于篇幅, 不作介绍, 有兴趣的读者可参阅该书。

为解开太阳中微子“亏缺”之谜, 除了从太阳本身寻找答案外, 在粒子物理领域也在探索出路。人们重新检查了与太阳内部产能有关的各种核反应率, 以及中微子与各种物质的碰撞截面, 然而并未得到明显的改善。目前受到重视的则是中微子振动或许是太阳中微子问题的答案。

在 Weinberg-Salam-Glashow 关于弱相互作用的标准模型中, 假定中微子静止质量为零。但在非标准弱电模型中, 中微子具有静止质量。这时就可能发生  $\nu_e$  转换为  $\nu_\mu$  或  $\nu_\tau$ , 称为中微子振动。目前用反应堆 ( $E_\nu$  约为 MeV 级) 和加速器 ( $E_\nu$  约为 GeV 级) 所作的真空条件下的条件下的中微子振动实验, 难以对中微子静止质量获得可靠的结论。但在介质中  $\nu_e$  有更大可能性转换为  $\nu_\mu$  或  $\nu_\tau$ , 亦即更容易观察到中微子振动, 此即所谓 MSW 效应 (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein effect)<sup>[23~25]</sup>。如果中微子有静止质量, 则太阳内部的中微子  $\nu_e$  通过与中微子源区至地球上探测器之间的电子散射, 就有可能转换为  $\nu_\mu$  和  $\nu_\tau$ 。而  $\nu_\mu$  和  $\nu_\tau$  则很难与电子散射。于是探测器记录到的只有  $\nu_e$ , 即只是一部分太阳中微子, 从而可以解释标准太阳模型预言值与实验结果之间 2 至 3 倍的差别。

从 80 年代以来, 关于中微子是否存在静止质量的实验结果, 在肯定与否定之间已反复多次。近年来以东京大学宇宙线研究所为主并有美、韩等国学者参加的国际实验小组, 曾于

1996年4月起用神冈町的地下中微子探测器探测宇宙线轰击地球大气产生的次级中微子。他们对探测到的大约2900个中微子进行了分类分析。结果表明飞行距离短的中微子数量与理论估计的大体一致,而飞行距离长的中微子数量只有理论预言值的一半。因而认为这是飞行距离长的中微子经历了中微子振动造成的,从而证明了中微子有静止质量。不过仍有一些学者对这种解释提出质疑,因为用宇宙线产生的次级中微子进行实验,存在探测到的中微子“出身不明”问题。为了克服这一缺陷,又于1999年6月用距神冈矿区约250km的筑波市高能研究所加速器产生的中微子进行实验。结果由超级神冈探测器(Super Kamiokande)成功地记录到一个由筑波加速器发射出并贯穿地壳到达神冈的中微子。他们认为这次成功是非常关键的一步。因为250km介质是能够实现中微子振动的距离,今后进一步的实验如果能在3年中检测到300个左右的中微子,并且能够确定神冈记录到的中微子数量比筑波加速器发射的中微子数量少,就可完全证实中微子振动,从而证实中微子有静止质量。如果真是如此,当然就倾向于支持用中微子振动来解释太阳中微子“亏缺”之谜了。

**致谢** 作者衷心感谢审者对本文的仔细审阅并提出修改建议。

### 参 考 文 献

- 1 Bahcall J N. *Neutrino Astrophysics*, Cambridge: Cambridge University Press, 1989
- 2 Haxton W C. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1995, 33: 459
- 3 Gibson E G. *The Quiet Sun*, Washington: Scientific and Technical Information Office, NASA. 1973, (中译本: 林元章等译, 宁静太阳, 北京: 科学出版社, 1981)
- 4 Clayton D D. *Principle of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, New York: McGraw-Hill, 1968
- 5 Inglesias C A, Rogers E J. *Ap. J.*, 1996, 464: 943
- 6 Bahcall J N, Ulrich R K. *Rev. Modern Phys.*, 1988, 60: 297
- 7 Bahcall J N. *Rev. Modern Phys.*, 1992, 64: 885
- 8 Bahcall J N. *Rev. Modern Phys.*, 1995, 67: 781
- 9 Bathe H A, Critchfield C L. *Phys. Rev.*, 1938, 54: 248
- 10 Bahcall J N. *Space Sci. Rev.*, 1979, 24: 227
- 11 Davis R J, Harmer D S, Hoffman K C. *Phys. Rev. Lett.*, 1968, 20: 1205
- 12 Foukal P V. *Solar Astrophysics*, New York: John Wiley and Sons Inc., 1990
- 13 Cleveland B T, Daily T, Davis R J et al. *Ap. J.*, 1998, 496: 505
- 14 徐仁新, 罗先汉. *天文学进展*, 1995, 13(4): 291
- 15 Hampel W, Heusser G, Kiko J et al. *Phys. Lett. B*, 1996, 388: 384
- 16 Fukuda Y, Hayakawa T, Inoue K et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77: 1683
- 17 Christensen-Dalsgaard J, Gough D O, Morgan J G. *Astron. Astrophys.*, 1979, 73: 121
- 18 Bartenwerfer D. *Astron. Astrophys.*, 1973, 25: 455
- 19 Schatzman E, Maeder A, Angrand F et al. *Astron. Astrophys.*, 1981, 96: 1
- 20 Dilke F W W, Gough D O. *Nature*, 1972, 240: 262
- 21 Foulkner J, Gilliland R L. *Ap. J.*, 1985, 299: 994
- 22 Gilliland R L, Foulkner J, Press W S et al. *Ap. J.*, 1986, 306: 703
- 23 Mikheyev V, Smirnov A Y. *Nuovo Cimento C*. 1986, 9c(1): 17
- 24 Wolfenstein L. *Phys. Rev. D*, 1979, 20: 2634
- 25 Bahcall J N, Krastev P I, Smirnov A Y. *Phys. Rev. D*, 1998, 58: 096016

## The Deficit of Solar Neutrinos and the Non-Standard Solar Models

Lin Yuanzhang

(Beijing Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012)

### Abstract

The background for the deficit of solar neutrinos, including the standard solar models, the nuclear fusions in solar interior, the theoretical estimations for the energy spectrum and flux of solar neutrinos, as well as the solar neutrino experiments and their results, are introduced in the first two sections of the paper. Then various non-standard solar models proposed to explain the deficit of solar neutrinos are described. Finally, the recent reports on the neutrino oscillation are briefly discussed.

**Key words** sun: general—sun: solar neutrino—sun: non-standard solar model

\* \* \* \* \*

## 征 订 启 事

本刊 2001 年征订工作业已开始。本刊委托天津市全国非邮发报刊《联订服务部》办理订阅事宜。定价每册 10.00 元, 全年订价 40.00 元。凡需订阅者请将订刊款通过邮局或银行汇款至下列地址即可:

**邮政编码:** 300381

**地 址:** 天津市大寺泉集北里别墅 17 号

**户头全称:** 天津市河西区联合征订服务部

**帐 号:** 605248-1046196

**开户银行:** 工商行天津市尖山分理处

**电 话:** (022) 23973378; (022) 23962479 **传真:** (022) 23973378

**网 址:** www.LHZD.com **E-mail:** LHZD@public.tpt.tj.cn

汇款时请注明“订阅 2001 年《天文学进展》(编号 5155)”、告知订阅份数、订户名称、收件人姓名、地址、邮政编码, 以便本编辑部在刊物出版后逐期及时邮寄。

凡非通过上述渠道订阅本刊者, 如有延误或寄失, 本部概不负责。敬请谅解。

本刊最近所发的征订单上提供的天津原地址和银行账号, 与上述新地址、银行账号同等有效, 都可使用。

欢迎订阅。谢谢。

《天文学进展》编辑部

2000 年 12 月 3 日