

文章编号: 1007-4627(2011)02-0179-06

利用大亚湾中微子实验装置探测超新星中微子^{*}

黄明阳^{1,2}, 郭新恒^{1, #}, 杨炳麟^{3,4}

(1 北京师范大学核科学与技术学院, 北京 100875;

2 中国科学院高能物理研究所, 北京 100049;

3 爱荷华州立大学, 美国爱荷华州 5001;

4 中国科学院理论物理研究所, 北京 100190)

摘要: 在利用大亚湾中微子实验装置研究超新星中微子探测过程中, 需要考虑到中微子传播过程中受到各种效应的影响, 包括超新星震荡效应、中微子集体效应、Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) 效应和地球物质效应等。由于超新星中微子受到这些效应, 不同味道中微子之间振荡会发生变化, 因而利用探测某些超新星中微子事例数之比, 就有可能确定中微子的质量层次, 得到中微子混合角 θ_{13} 和中微子绝对质量的信息。

关键词: 超新星中微子; 质量层次; θ_{13} ; 中微子质量

中图分类号: O571.5 **文献标识码:** A

1 引言

自从 1987 年^[1-2]人们第一次在地球上探测到超新星中微子事例以来, 超新星中微子的研究迅速成为物理学研究的热点, 开创了超新星天体物理学, 成为新物理学思想的重要来源^[3]。目前国际上有很多大型中微子实验, 其中很多探测器安装有超新星预警系统。大亚湾反应堆中微子实验是目前正在运行的大型中美合作项目^[4], 主要目标是测量中微子混合角 θ_{13} , 其最终精度可达 $\sin^2\theta_{13} \sim 0.01$ 。研究大亚湾实验的超新星中微子探测不仅可以为大亚湾实验超新星预警系统提供理论依据, 而且可以为反应堆中微子做重要的补充。

这里, 主要讨论利用大亚湾实验装置探测超新星中微子过程中中微子所受到的各种效应, 利用这些效应对中微子震荡的影响, 就有可能得到中微子各种固有参量的信息。超新星爆发后, 中微子从内核传播到超新星表面过程中会受到 3 种效应的作用: 中微子震荡效应^[5], MSW 效应^[6-7] 中微子集体效应^[8]。然后超新星中微子经历极长的宇宙距离

传播到达地球, 在经历地球物质时会受到地球物质效应^[9]。这 4 种效应都会影响到真空中的中微子震荡, 造成不同味道中微子之间的跃迁, 因而利用探测跃迁的中微子事例数, 就有可能得到中微子各种固有参量的信息。在本文中, 我们将提出确定中微子质量层次、测量中微子混合角 θ_{13} 和纯质量的各种可能性方法。

2 地球上探测超新星中微子

超新星爆发是宇宙中重要的物理事件。当大于 8 个太阳质量的恒星爆炸散射大量的物质之后, 便形成中子星或黑洞。1941 年, Minkowski 根据他们得到的能谱中有没有氢谱线将超新星分成 SN I 和 SN II 两类。如果从中微子物理学的角度来看问题, II 类超新星明显比 I 类超新星重要得多, 因为它们产生了大量的各种味道中微子和反中微子, 因而我们主要针对 II 类超新星进行研究。

超新星在爆发过程中产生的能量几乎就是内核总引力能^[10], 大约为 3×10^{53} erg。其中产生的中微

* 收稿日期: 2010-07-12; 修改日期: 2010-07-26

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10535050, 10675022); 教育部重点资助项目(106024)

作者简介: 黄明阳(1985-), 男(汉族), 福建人, 硕士, 从事中微子物理和加速器物理研究;

E-mail: hmy19151905@mail.bnu.edu.cn

通讯联系人: 郭新恒, E-mail: xhguo@bnu.edu.cn

子大概带走总能量的 99%，而超新星爆发消耗的能量大概只有 1%。如此多的中微子主要产生于两次爆炸中。第一次爆炸持续仅仅几毫秒，电子中微子是通过电子-核子反应 $e^- + N(Z, A) \rightarrow N(Z-1, A) + \nu_e$ 和反 β 衰变 $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ 产生的。第二次爆炸持续时间较长，大概 10 s，通过 5 种反应产生各种味道的中微子 (ν_α 和 $\bar{\nu}_\alpha$ ，其中 α 为 e, μ , τ): $e^- + e^+ \rightarrow \nu_\alpha + \bar{\nu}_\alpha$, $e^\pm + N \rightarrow e^\pm + N + \nu_\alpha + \bar{\nu}_\alpha$, $N + N \rightarrow N + N + \nu_\alpha + \bar{\nu}_\alpha$, $\gamma \rightarrow \nu_\alpha + \bar{\nu}_\alpha$, $\gamma + e^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_\alpha + \bar{\nu}_\alpha$ 。

假定一个离地球距离为 $D=10$ kpc 的超新星爆发，释放的总能量为 $E_B=3 \times 10^{53}$ erg(与 SN1987A 一致)，那么 α 味道的超新星中微子流的亮度 (L_α) 依赖于时间的分布为^[5]

$$L_\alpha(t) = L_\alpha^0 e^{-t/\tau}, \quad (1)$$

其中， L_α^0 是 α 味道中微子在 $t=0$ 时刻的亮度，而 τ 是超新星中微子亮度衰变时间常数， $\tau \simeq 3$ s。

对于超新星中微子流的模拟，国际上目前主要有两个研究小组：美国的 Livermore 研究小组和德国的 Garching 研究小组。在这里，我们采用美国的 Livermore 研究小组的类费米-狄拉克中微子流形式。对于 α 味道的超新星中微子，其时间依赖的能谱为^[11]

$$F_\alpha^{(0)}(E) = \frac{L_\alpha(t)}{F_{\alpha 3} T_\alpha^4} \frac{E^2}{\exp(E/T_\alpha - \eta_\alpha) + 1}, \quad (2)$$

其中， T_α 是中微子的温度， η_α 中微子紧夹参量 (pinching parameter)， $L_\alpha(t)$ 是中微子亮度，而 $F_{\alpha j}$ 定义为

$$F_{\alpha j} = \int_0^\infty \frac{x^j}{\exp(x - \eta_\alpha) + 1} dx, \quad (3)$$

其中 j 是整数。经过数值拟合，可以得到中微子各个参量的取值范围^[12]

$$\frac{L_{\nu_e}^0}{L_{\nu_x}^0} = (0.5 - 2), L_{\nu_e}^0 = L_{\nu_e}^0, \quad (4)$$

$$L_{\nu_x}^0 = L_{\nu_x}^0, (x = \mu, \tau), \quad (4)$$

$$T_{\nu_e} = 3 - 4 \text{ MeV}, T_{\nu_e} = 5 - 6 \text{ MeV}, \quad (5)$$

$$T_{\nu_x} = T_{\nu_x} = 7 - 9 \text{ MeV}, \quad (5)$$

$$\eta_{\nu_e} \approx 3 - 5, \eta_{\nu_e} \approx 2.0 - 2.5, \quad (6)$$

$$\eta_{\nu_x} = \eta_{\nu_x} \approx 0 - 2. \quad (6)$$

对于地球上的探测器，我们能在反应道“ i ”中探测到超新星中微子的事例数为

$$N(i) = N_T \int dE \cdot \sigma(i) \frac{1}{4\pi D^2} F_\alpha^D, \quad (7)$$

其中， N_T 是用来捕获中微子的靶粒子数目， $\sigma(i)$ 是中微子弱反应的反应截面， D 是地球到超新星的距离，而 F_α^D 被定义为在探测器处的超新星中微子流。考虑到超新星中微子从产生到被探测到的传播过程中会受到的超新星震荡效应、MSW 效应、中微子集体效应和地球物质效应，则在探测器处的各种味道的超新星中微子流的具体形式为^[13]

$$\begin{aligned} F_{\nu_e}^D &= p F_{\nu_e}^{(0)} + (1-p) F_{\nu_x}^{(0)}, \\ F_{\nu_e}^D &= \bar{p} F_{\nu_e}^{(0)} + (1-\bar{p}) F_{\nu_x}^{(0)}, \\ 2F_{\nu_x}^D &= (1-p) F_{\nu_e}^{(0)} + (1+p) F_{\nu_x}^{(0)}, \\ 2F_{\nu_x}^D &= (1-\bar{p}) F_{\nu_e}^{(0)} + (1+\bar{p}) F_{\nu_x}^{(0)}, \end{aligned} \quad (8)$$

其中 $x = \mu, \tau$ 。对于残存概率 p 和 \bar{p} ，如果中微子质量层次为正常的，那么

$$\begin{aligned} p &= P_{2e} [P_H P_w + (1-P_H)(1-P_w)], \\ \bar{p} &= (1-\bar{P}_{2e}) \bar{P}_w. \end{aligned} \quad (9)$$

如果中微子质量层次为反常的，那么

$$\begin{aligned} p &= P_{2e} P_w, \\ \bar{p} &= (1-\bar{P}_{2e}) [\bar{P}_H \bar{P}_w + (1-\bar{P}_H)(1-\bar{P}_w)], \end{aligned} \quad (10)$$

其中， P_H 为超新星中微子在高共振层的跃迁概率， P_w 为在中微子集体效应影响下超新星中微子味道没有变化的残存概率， P_{ie} 为超新星中微子以质量本征态 ν_i 进入地球却以电子中微子味道本征态到达探测器的概率。

利用 Fogli 等^[5] 提出的简单而又有效的超新星结构模型，通过计算得到^[13]：

$$\begin{aligned} P_H &= (P_{H1} + P_{H2} + P_s + P_{H3}) - \\ &2(P_{H1} P_{H2} + P_{H1} P_{H3} + P_{H1} P_s + \\ &P_{H2} P_{H3} + P_{H2} P_s + P_{H3} P_s) + \\ &4(P_{H1} P_{H2} P_{H3} + P_{H1} P_{H2} P_s + P_{H1} P_{H3} P_s + \\ &P_{H2} P_{H3} P_s) - 8P_{H1} P_{H2} P_{H3} P_s + \\ &2(1 - 2P_s - 2P_{H3} + 4P_{H3} P_s) \times \\ &\sqrt{P_{H1} P_{H2} (1 - P_{H1}) (1 - P_{H2})} \cos\phi_{12} + \\ &2(1 - 2P_{H1} - 2P_{H3} + 4P_{H1} P_{H3}) \times \\ &\sqrt{P_{H2} P_s (1 - P_{H2}) (1 - P_s)} \cos\phi_{2s} + \\ &2(1 - 2P_{H2} - 2P_{H3} + 4P_{H2} P_{H3}) \times \\ &\sqrt{P_{H1} P_s (1 - P_{H1}) (1 - P_s)} \cos\phi_{1s} + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& 2(1 - 2P_{H1} - 2P_{H2} + 4P_{H1}P_{H2}) \times \\
& \sqrt{P_{H3}P_s(1 - P_{H3})(1 - P_s)} \cos\phi_{s3} + \\
& 2(1 - 2P_s - 2P_{H1} + 4P_{H1}P_s) \times \\
& \sqrt{P_{H2}P_{H3}(1 - P_{H2})(1 - P_{H3})} \cos\phi_{23} + \\
& 2(1 - 2P_s - 2P_{H2} + 4P_{H2}P_s) \times \\
& \sqrt{P_{H1}P_{H3}(1 - P_{H1})(1 - P_{H3})} \cos\phi_{13} - \\
& 8\sqrt{P_{H1}P_{H2}(1 - P_{H1})(1 - P_{H2})} \cos\phi_{12} \times \\
& \sqrt{P_{H3}P_s(1 - P_{H3})(1 - P_s)} \cos\phi_{s3}. \quad (11)
\end{aligned}$$

在上式中

$$P_s = \sin^2(\theta_m^+ - \theta_m^-), \quad (12)$$

$$\begin{aligned}
P_{Hi} = & \\
& \exp\left[-\frac{\pi}{2} \frac{|\Delta^2 m_{31}|}{2E} \frac{\sin^2 2\theta_{13}}{\cos 2\theta_{13}} \frac{1}{\ln N_e/dr|_{\text{res}}}\right], \quad (13)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\phi_{ij} \approx & \int_{r_i}^{r_j} dx \frac{1}{2E} \times \\
& \sqrt{[\Delta m_{31}^2 \cos 2\theta_{13} - 2EV(r)]^2 + (\Delta m_{31}^2 \sin 2\theta_{13})^2}, \quad (14)
\end{aligned}$$

其中, i 和 j 可以分别取 1, 2, s 和 3, r_1, r_2, r_3 分别为 3 个不同高共振层, r_s 为超新星震荡半径, p_{Hi} 为中微子在第 i 个高共振层得跃迁概率, p_s 表示由超新星震荡引起的不同味道中微子跃进迁概率, N_e 为电子密度, $V(r)$ 是超新星的物质势能, 而 θ_m^+ 和 θ_m^- 表示在共振层 r_s 两边物质中的中微子混合角, 它们可以由下面表达式决定

$$\begin{aligned}
\cos 2\theta_m^\pm = & \\
& \frac{\Delta m_{31}^2 \cos 2\theta_{13} - 2EV^\pm}{\sqrt{(\Delta m_{31}^2 \cos 2\theta_{13} - 2EV^\pm)^2 + (\Delta m_{31}^2 \sin 2\theta_{13})^2}}.
\end{aligned}$$

需特别强调的是, 由于中微子震荡效应, 超新星中微子在高共振层的共振点可能有 3 个, 2 个, 1 个, 甚至没有. 表达式(11)给出的是 3 个点的情况下的 P_H 表达式, 其他情况很容易由它推导得到, 这里不再详述^[13].

考虑到中微子集体效应, 根据端怀宇等^[8]对超新星中微子流的蒙特卡罗模拟结果, 对于由中微子集体效应引起的中微子震荡的残存概率, 我们可以采用如下简单模型:

$$P_w = \begin{cases} 1, & E < E_C \\ 0, & E > E_C \end{cases}, \quad (15)$$

$$\bar{P}_w = 1,$$

其中, E_C 为出现不同超新星中微子流相互交换的那个确定能量值.

考虑到超新星中微子受到的地球物质效应, 我们可以得到^[9]:

$$P_{2e} = \sin^2 \theta_{12} + \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{12} \int_{x_0}^{x_f} dx V(x) \sin \phi_{x \rightarrow x_f}^m, \quad (16)$$

在上式中

$$V(x) = \sqrt{2} G_F N_A \rho(x) Y_e,$$

$$\phi_{a \rightarrow b}^m = \int_a^b dx \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} \sqrt{[\cos 2\theta_{12} - \epsilon(x)]^2 + \sin^2 2\theta_{12}},$$

其中, x_0 和 x_f 分别为中微子在地球传播距离的始末位置, N_A 为阿伏加德罗常数, Y_e 为电子数丰度, $\rho(x)$ 是地球物质密度, 而 $\epsilon(x) = 2EV(x)/\Delta m_{21}^2$.

上面已经详细讨论了如何在地球上探测超新星中微子. 在下一节中将利用在地球上探测到的超新星中微子来得到有关中微子固有参量的信息, 如确定中微子的质量层次, 测量中微子混合角 θ_{13} , 验证中微子绝对质量的大小.

3 利用超新星中微子测量中微子固有参量

利用表达式(1), (2), (7)–(11), (15), (16), 我们可以得到超新星中微子事例数与中微子的质量层次、中微子混合角 θ_{13} 和中微子绝对质量的函数关系. 因此利用探测超新星中微子事例数, 我们有可能得到中微子固有参量的信息^[13]. 为了去掉由中微子不确定参量引起的不确定性, 我们将定义一些可探测的中微子事例数的比例, 通过它们得到所需中微子固有参量的信息. 在这里, 为了简单和实用起见, 我们选择大亚湾实验的中微子-碳反应来说明这些方法.

大亚湾合作组采用的是 LAB (Linear Alkyl Benzene) 作为液闪的主要成分^[4], 总探测器质量为 300 t, 放在大约 400 m 的地下. LAB 主要成份是 C 和 H, 其比率 N_C/N_H 为 0.6. 因而探测器的靶粒子数目为 $N_T^{(C)} = 1.32 \times 10^{31}$. 通过核反应实验探测可以得到中微子-碳的平均有效反应截面为^[15–16]:

(1) 对于电荷流反应

$$\begin{aligned} \langle \sigma(\nu_e^{12}\text{C}, e^-)^{12}\text{N} \rangle &= 1.85 \times 10^{-43} \text{ cm}^2, \\ \langle \sigma(\nu_e^{12}\text{C}, e^+)^{12}\text{B} \rangle &= 1.87 \times 10^{-42} \text{ cm}^2, \end{aligned} \quad (17)$$

(2) 对于中性流为

$$\begin{aligned} \langle \sigma(\nu_e^{12}\text{C}) \rangle &= 1.33 \times 10^{-43} \text{ cm}^2, \\ \langle \sigma(\bar{\nu}_e^{12}\text{C}) \rangle &= 6.88 \times 10^{-43} \text{ cm}^2, \\ \langle \sigma(\nu_x^{12}\text{C}) \rangle &= 3.73 \times 10^{-42} \text{ cm}^2, \quad x = \mu, \tau. \end{aligned} \quad (18)$$

下面, 通过定义一些可探测的中微子事例数的比例来给出一些探测中微子固有参数的方法。

3.2 确定中微子质量层次和测量 θ_{13} 的方法

为了减少不确定参量 L_a^0 , T_a 和 η_a 带来的不确定性, 经过详细的数值计算, 我们定义一个比例 $R_1^{+(\ominus)}$, 即在带电流中, 超新星爆发 1 s 后 $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ 的事例数与 1 s 前事例数之比:

$$R_1^{+(\ominus)} = \frac{N_{\nu_e(\bar{\nu}_e)}^{\text{CC}}(1 < t < 10 \text{ s})}{N_{\nu_e(\bar{\nu}_e)}^{\text{CC}}(0 < t < 1 \text{ s})}. \quad (19)$$

利用表达式 (1), (2), (7)–(11), (15), (16), (19), 可以得到 R_1^\pm 与 θ_{13} 的关系, 进而利用测量 R_1^\pm 得到中微子质量层次和 θ_{13} 的信息。

对于中微子-碳反应, 当 L_a^0 , T_a 和 η_a 取它们的极值时, 可以得到 R_1^\pm 随 θ_{13} 的变化曲线(如图 1 所示)。从图 1(a)可以看出, 对于反常质量层次, R_1^+ 值恒为 2.4, 与 θ_{13} 无关。但是如果 $R_1^+ > 2.4$, 中微子质量层次必为正常。因而, 利用 R_1^+ 可以确定中微子质量层次。从图中还可以看出, 对于正常质量层次, R_1^+ 随 θ_{13} 的变化很敏感, 而且 R_1^+ 由于 L_a^0 , T_a 和 η_a 的不确定引起的不确定性很小。因而, 如果质量层次为正常的, 利用测量 R_1^+ 我们可以将 θ_{13} 的值限定在很小的范围。类似的, 对于反电子中微子事例数之比 R_1^- , 从图 1(b)可以看出, 对于正常质量层次, R_1^- 值恒为 2.4, 与 θ_{13} 无关。但是对于反常质量层次, R_1^- 会随 θ_{13} 变化而变化, 而且 R_1^- 总小于 2.4。因而, 利用 R_1^- 可能可以确定中微子质量层次。但是, 如图所示, R_1^- 由于 L_a^0 , T_a 和 η_a 的不确定定引起的不确定性极大, 因而利用 R_1^- 测量 θ_{13} 是一件相当困难的事情。

大亚湾反应堆中微子实验对于 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的测量实验精度最后可达 0.01, 即 θ_{13} 的测量最小可达 3° 。

如果 θ_{13} 的真实值小于 3° , 大亚湾实验最后也只能给出上限, 却无法得到精确值。由此可知, 如果在大亚湾实验运行期间很幸运地观测到超新星爆发, 那么利用中微子-碳反应测得的 R_1^+ 是有可能得到小于 3° 的 θ_{13} , 同时也有可能确定中微子的质量层次。

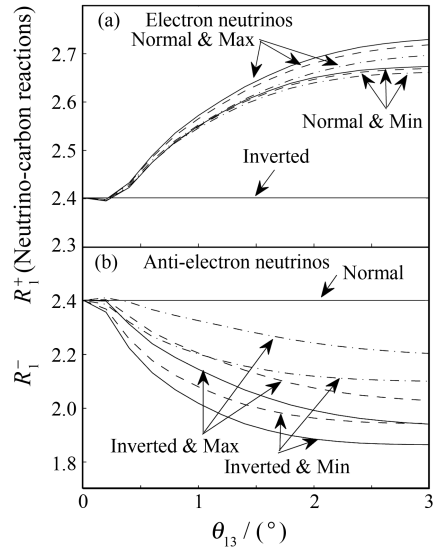


图 1 利用大亚湾中微子实验的中微子-碳反应测量得到的 R_1^\pm 与混合角 θ_{13} 的变化关系

— $L_a^0/L_x^0=1/2$, --- $L_a^0/L_x^0=1$, - · - $L_a^0/L_x^0=2$; 其中“最大值”(“最小值”)代表 T_a 和 η_a 取最大值。

3.2 利用超新星中微子探测中微子的绝对质量

在粒子物理标准模型中, 中微子是无质量的。但是由中微子振荡现象可知, 中微子实际上是具有微小的质量的, 因而它们的传播速度要小于光速。在超新星爆发后, 当中微子穿越相当长的距离到达地球, 相比于无质量的中微子会有一定的时间延迟, 而这段延迟时间与中微子的能量和质量都有关系, 因而通过测量这段延迟时间可以得到中微子质量的信息^[17–18]。

超新星爆发之后, 不同味道中微子辐射时间持续大概 10 s。由于电子中微子和反电子中微子的质量很小^[19], 由此导致的延迟时间相对于中微子辐射时间尺度很小, 因而它们到地球的传播时间区间几乎没有改变。从 Daya Bay 和 LVD 等实验可知, 对于中微子-碳反应, 我们能直接从实验中得到的信息是带电流中反电子中微子的事例数和中性流中所有味道中微子的总事例数。在这里, 我们假定 $\bar{\nu}_e$ 的质量为 0, 但是 ν_μ 和 ν_τ 的质量不为 0, 因而 ν_μ 和 ν_τ

的传播速度要比 $\bar{\nu}_e$ 慢, 故而带电流和中性流之间会存在一定的时间延迟 Δt_x 。用 m_{ν_x} 标记 ν_x (ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_τ , 或 $\bar{\nu}_\tau$) 的有效质量 (由于在中性流中无法区分 ν_μ 和 ν_τ , 因而假定它们具有相同的质量), 故

$$\Delta t_x = \langle t \rangle_{\text{NC}} - \langle t \rangle_{\text{CC}} \simeq 0.5143 \left(\frac{m(\text{eV})}{E(\text{MeV})} \right)^2 D(10 \text{ kpc}), \quad (20)$$

其中 $\langle t \rangle_{\text{NC}}$ 和 $\langle t \rangle_{\text{CC}}$ 分别是中性流和带电流中所有超新星中微子被探测器测到的总时间。

为了测得与 ν_μ 和 ν_τ 质量有关的延迟时间 Δt_x , 我们需要寻找一些在超新星中微子实验中的可测量量。利用带电流中的反电子中微子到达探测器的时间, 我们可以得到中性流中没有延迟的中微子事例数, 再加上中性流中所有味道中微子总事例数是可测量的, 这样我们就可以得到中性流中延迟中微子的事例数。现在我们将中性流中总的事例数分成两部分: $N_{\text{total}}^{\text{NC}(r)}$ 和 $N_{\text{total}}^{\text{NC}(0)}$, 其中 $N_{\text{total}}^{\text{NC}(r)}$ 是伴随着带电流反电子中微子一起到探测器的中性流中微子事例数, 即没有延迟的中微子事例数, 而 $N_{\text{total}}^{\text{NC}(0)}$ 是中性流中所有味道中微子的总事例数, 包括延迟的和没有延迟的。这样我们就可以得到中性流中延迟的 ν_x 和 $\bar{\nu}_x$ 的事例数为

$$N^{\text{NC}}(\text{delay}) = N_{\text{total}}^{\text{NC}(0)} - N_{\text{total}}^{\text{NC}(r)}. \quad (21)$$

现在定义一个可测量的, 并且可用于得到中微子质量信息的事例数之比:

$$R_2 = \frac{N^{\text{NC}}(\text{delay})}{N_{\text{total}}^{\text{NC}(0)}} = \frac{N_{\text{total}}^{\text{NC}(0)} - N_{\text{total}}^{\text{NC}(r)}}{N_{\text{total}}^{\text{NC}(0)}}. \quad (22)$$

通过数值计算可知, R_2 几乎与中微子质量平方差 Δm_{21}^2 和 Δm_{31}^2 无关 (在数值计算中, 让 Δm_{21}^2 和 Δm_{31}^2 在 8—10 个数量级内变化, 可以发现 R_2 随 θ_{13} 的变化曲线几乎不变)。由于利用比例 R_2 , 由中微子流参量 L_e^0 , T_e 和 η_e 的不确定引起的不确定性很小。因而利用测量 R_2 可得到中微子绝对质量的信息。

对于中微子-碳反应, 利用表达式 ((1), (2), (7)—(11), (15), (16), (19), (22)), 可得到 R_2 与 m_{ν_x} 的关系。在图 2 中, 对于不同 θ_{13} 值, 给出 R_2 随 m_{ν_x} 的变化曲线。当 $\theta_{13} = 0$ 时, 从图 2(a) 可以看出, 变化曲线几乎与参量 $L_{\nu_e}^0/L_{\nu_x}^0$ 和质量层次无关。如果 $m_{\nu_x} < 200$ eV, R_2 会随 m_{ν_x} 变化而变化, 因而通过测量 R_2 的值, 可得到 m_{ν_x} 的取值范围。当 $\theta_{13} = 3^\circ$ 时, 从图 2(b) 可以看出, 在 $m_{\nu_x} < 200$ eV 时, R_2 同

样随着 m_{ν_x} 变化而变化。然而, 对于上面两种情况, 如果 $m_{\nu_x} > 200$ eV, 可以发现 R_2 几乎与 m_{ν_x} 无关。

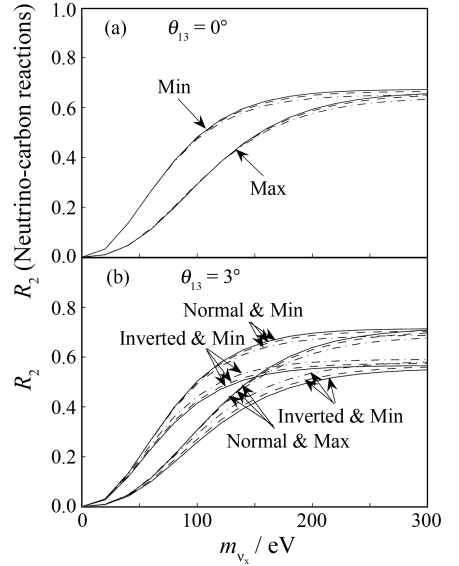


图 2 利用大亚湾中微子实验的中微子-碳反应测量得到的 R_2 与中微子质量 m_{ν_x} 的变化关系

— $L_{\nu_e}^0/L_{\nu_x}^0 = 1/2$, --- $L_{\nu_e}^0/L_{\nu_x}^0 = 1$, - · - $L_{\nu_e}^0/L_{\nu_x}^0 = 2$ 。; 其中“最大值”(“最小值”)代表 T_e 和 η_e 取最大值(最小值); (a) 显示 R_2 几乎与参量 $L_{\nu_e}^0/L_{\nu_x}^0$ 和质量层次无关。

4 总结与讨论

本文中, 我们讨论了如何在地球上探测超新星中微子, 研究如何利用探测超新星中微子得到有关中微子参量的信息, 即确定中微子的质量层次, 测量中微子混合角 θ_{13} 和中微子绝对质量。通过定义中微子事例数的比例 $R_1^{+(-)}$ 和 R_2 , 不仅在实验上较容易测量到, 而且可以减少由于中微子流参量 L_e^0 , T_e 和 η_e 的不确定引起的不确定性。讨论中将该测量方法应用于大亚湾实验的中微子-碳反应。从中可以发现, 质量层次可以通过 R_1^+ 和 R_1^- 来确定, 而 ν_μ 和 ν_τ 的绝对质量可通过 R_2 来测量。同时, 如果质量层次为正常的, 小角度的 θ_{13} 可通过 R_1^+ 来测量。

总之, 如果在考虑的宇宙尺度范围内发生超新星爆发, 利用当前正在运行的大亚湾中微子实验装置进行探测, 是很有希望得到关于中微子固有参量的信息。这不仅可以通过新的渠道探测中微子性质, 而且可以为大亚湾中微子实验提供必要的补充, 同时还可以加深对超新星天体物理的理解。

参考文献 (References):

- [1] Hirata K, Kajita T, Koshiba M, *et al.* Phys Rev Lett, 1987, **58**: 1490.
- [2] Bionta R M, Blewitt G, Bratton C B, *et al.* Phys Rev Lett, 1987, **58**: 1494.
- [3] Kotake K, Sato K, Takahashi K. Rept Prog Phys, 2006, **69**: 971.
- [4] Guo Xinheng, Wang Naiyan, Wang Rong, *et al.* ArXiv: hep-ex/0701029, 2007.
- [5] Fogli G L, Lisi E, Mirizzi A, *et al.* Phys Rev, 2003, **D68**: 033005.
- [6] Wolfenstein L. Phys Rev, 1978, **D17**: 2369.
- [7] Mikheyev S P, Smirnov A Y. Sov J Nucl Phys, 1985, **42**: 913.
- [8] Duan Huaiyu, Fuller G M, Carlson J. Comp Scie Disc, 2008, **1**: 015007.
- [9] Guo Xinheng, Huang Mingyang, Young Binglin. Phys Rev, 2009, **D79**: 113007.
- [10] Guo Xinheng, Huang Mingyang, Young Binglin. Chin Phys, 2010, **C34**: 257.
- [11] Totani T, Sato K, Dalhed H E, *et al.* Astrophys J, 1998, **496**: 216.
- [12] Keil M T, Raffelt G G, Janka H T. Astrophys J, 2003, **590**: 971.
- [13] Huang Mingyang, Guo Xinheng, Young Binglin. Phys Rev, 2010, **D82**: 033011.
- [14] Huang Mingyang. Study Supernova Neutrino Detection in the Daya Bay Reactor Neutrino Laboratory(Master Thesis). Beijing: Beijing Normal University, 2010(in Chinese). (黄明阳. 利用大亚湾反应堆中微子实验装置探测超新星中微子的研究(硕士论文). 北京: 北京师范大学, 2010.)
- [15] Cadonati L, Calaprice F P, Chen M C. Astropart Phys, 2002, **16**: 361.
- [16] Burrows A, Reddy S, Thompson T A. Nucl Phys, 2006, **A777**: 356.
- [17] Beacom J F, Boyd R N, Mezzacappa A. Phys Rev Lett, 2000, **85**: 3568.
- [18] Beacom J F, Boyd R N, Mezzacappa A. Phys Rev, 2001, **D63**: 073011.
- [19] Amsler C, Doser M, Antonelli M, *et al.* Phys Lett, 2008, **B667**: 1.

Detecting Supernova Neutrinos in Daya Bay Neutrino Laboratory^{*}

HUANG Ming-yang^{1, 2}, GUO Xin-heng^{1, #}, YONG Bing-lin^{3, 4}

(1 College of Nuclear Science and Technology, Beijing Normal University, Beijing 100875, China;

2 Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

3 Department of Physics and Astronomy, Iowa State University, Ames, Iowa 5001, USA;

4 Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: While detecting supernova neutrinos in the Daya Bay neutrino laboratory, several supernova neutrino effects need to be considered, including the supernova shock effects, the neutrino collective effects, the Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) effects, and the Earth matter effects. The phenomena of neutrino oscillation is affected by the above effects. Using some ratios of the event numbers of different supernova neutrinos, we propose some possible methods to identify the mass hierarchy and acquire information about the neutrino mixing angle θ_{13} and neutrino masses.

Key words: supernova neutrino; mass hierarchy; θ_{13} ; neutrino mass

* Received date: 12 Jul. 2010; Revised date: 26 Jul. 2010

* Foundation item: National Natural Science Foundation of China(10535050, 10675022), Key Project of Chinese Ministry of Education of China(106024)

Corresponding author: Guo Xin-heng, E-mail: xhguo@bnu.edu.cn