

文章编号: 1007-4627(2017)03-0437-09

恒星氦燃烧关键反应 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 天体物理 S 因子及其反应率

安振东^{1,2}, 马余刚², 范功涛², 陈振鹏³

(1. 中山大学物理与天文学院, 广东 珠海 519082;

2. 中国科学院上海应用物理研究所, 上海 201800;

3. 清华大学物理系, 北京 100084)

摘要: 恒星氦燃烧阶段 3α 反应和 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应相互竞争, 两者的反应率共同决定了氦燃烧结束后 ^{12}C 与 ^{16}O 的丰度比, 该比值是大质量恒星后继演化以及伴随的元素核合成过程的初始条件。目前, 氦燃烧 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应起始 $T_9 = 0.2$ 处, 天体物理模型要求的反应率的精确度要低于 10%, 然而尚未有实验或理论给出满足要求的结果。最为直接和可靠地获取 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应率的方法, 就是尽可能往低能区测量其天体物理 S 因子, 然后通过理论外推到感兴趣的能区。为此基于经典的 R -矩阵理论, 建立了适用于低能核反应的多道、多能级的约化 R -矩阵理论来拟合几乎所有可用的 ^{16}O 系统的实验数据。配合使用协方差统计和误差传播理论, 拟合外推得到了客观的、内部自恰的和唯一性好的 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应天体物理 S 因子。总的外推 S 因子 $S_{\text{TOT}}(0.3 \text{ MeV}) = 162.7 \pm 7.3 \text{ keV}\cdot\text{b}$, 理论上首次给出达到恒星演化与元素核合成模型的最低要求的 S 因子。基于计算给出的全能区的 S 因子, 数值积分给出了温度位于 $0.04 \leq T_9 \leq 10$ 的 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 天体物理反应率。在 $T_9 = 0.2$ 处, 推荐的反应率为 $(7.83 \pm 0.35) \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ mol}^{-1} \text{ s}^{-1}$ 。

关键词: $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应; S 因子; 天体热核反应率; R -矩阵理论; 恒星演化与元素核合成

中图分类号: O571.42+2 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.34.03.437

1 引言

恒星氦燃烧反应系列中, $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ 和 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 是影响全局的关键反应, 两者的天体物理反应率(反应截面与玻尔兹曼分布的卷积)共同决定了氦燃烧结束后 ^{12}C 与 ^{16}O 的丰度比, 该值是大质量恒星后继演化以及伴随的元素核合成过程的初始条件。1983 年诺贝尔物理学奖获得者 Fowler 曾明确指出, 确定 ^{12}C 与 ^{16}O 丰度比和太阳中微子疑难(中微子振荡, 2002 年及 2015 年诺贝尔物理学奖)是核天体物理学亟待解决的两个基本问题^[1], 并将 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 天体物理反应率称为核天体物理学的“圣杯(holy grail)”^[2]。

目前, 最为直接和可靠地获取 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应率的方法, 就是尽可能往低能区测量其天体物理 S 因子 $S(E) = \sigma(E) \cdot \exp(2\pi\eta) \cdot E$ (其中 η 为库仑参数), 然后通过理论外推到感兴趣的能区。 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应发生在 He 燃烧的末期, 天体环境温度约为 $T_9 = 0.2$ ($0.2 \times 10^9 \text{ K}$)。根据 Gamow 理论, 对应的反应质心系能量为 0.3 MeV, 因此天体物理模型最为注重 Gamow 窗 0.3 MeV 处的 S 因子。但是 $^{12}\text{C} + \alpha$ 反应

的复杂机制使得 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应 S 因子特别难以确定。当前实验直接测量的 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应最低能量是质心系 0.891 MeV, 测量误差在 50% 以上。进而导致在恒星燃烧温度范围的 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应率不能达到期望的精确度: $T_9 = 0.2$ 处, 相应的反应率不确定度 $< 10\%$ ^[3]。

过去数十年实验中积累了许多有价值的 S 因子数据, 包括: 精确测量 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应总截面或者 S 因子^[4-7], 基态辐射俘获的 γ 角分布^[8-19] 及其导出的 S 因子的电偶极跃迁 S_{E10} 和电四极跃迁 S_{E20} , 经 ^{16}O 核子四个束缚态的级联跃迁反应截面^[7, 14, 19-21]。此外, 还包括一些辅助的实验数据用于限制特定能级的结构信息, 如 ^{16}N 核的 β -延迟 α 粒子衰变谱^[22-24], 转移反应 $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}$ 、 $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ 和 $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^7\text{Li})^{16}\text{O}$ 的微分反应截面^[25-29], $^{12}\text{C} + \alpha$ 的弹性散射截面^[30, 31] 等。这些反应涉及很强的、宽的共振能级及其之间干涉特征, 并伴有直接俘获过程, 所有的这些特征直接与 ^{16}O 核的结构相关。 R -矩阵理论是上面这些 ^{16}O 核系统实验数据拟合及其外推最为有效的分析手段之一, 也是本文最为主要的研究内容。

收稿日期: 2016-11-10; 修改日期: 2017-08-23

基金项目: 国家自然科学基金面上项目(11175233, 11220101005, 91126017, 11421505); 支持‘率先行动’中国博士后科学基金会与中国科学院联合资助优秀博士后项目(2016LH0045); 国家重点基础研究发展计划(973 计划)(2014CB845401)

作者简介: 安振东(1985-), 男, 辽宁本溪人, 副研究员, 博士, 从事核天体物理研究, E-mail: anzhendong@mail.sysu.edu.cn。

首先, 基于经典的 R -矩阵理论^[32], 建立了适用于俘获反应的多道、多个能级的 R -矩阵理论, 同时分析入射道 $^{12}\text{C}+\alpha$ 形成 ^{16}O 复合核后的, 所有开放的出射道及其相关的实验数据。这一方法不仅可以让我们探究单个能级参数在某一个具体反应中的一个或两个甚至更多出射反应道中的影响, 而且可以探索具有竞争的反应道的耦合对于恒星燃烧能区的 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应 S 因子的影响^[33]。我们将利用几乎所有的实验数据和已有成熟完善的 R -矩阵理论方法, 兼顾考虑 ^{16}O 核系统所有的信息, 来确定该反应的天体物理 S 因子。最终希望外推的 S 因子能够达到恒星演化模型的精确要求。

其次, 在确定好的全能区 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应天体物理 S 因子基础上, 计算给出恒星温度位于 $0.04 \leq T_9 \leq 10$ 区间的天体物理反应率。新的 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应率, 是从统一地、严格地分析所有与 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应相关的可利用实验数据得到的。因此, 将新的反应率结果与 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应现有实验结果确定的反应机制进行比较和验证, 可以保证我们反应率的精度。

2 多道、多能级的约化 R -矩阵理论

对于反应 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 来说, 理论研究的目的就是得到在 $T_9 = 0.2$ 处的反应率, 即反应质心系能量为 0.3 MeV 的反应截面和 S 因子。由于 ^{16}O 的核子数较少, 统计模型适用性很差, 目前的理论研究工作主要集中在: (i) “从头算法”模型, 相应的截面由系统的波函数决定。例如, 光学模型^[34-36]和微观模型^[37]等, 原理上是独立于实验数据的。更为现实的是, 这些模型依赖于某些物理参数, 例如, 光学势深度的选取, 只有实验才能合理的确定这些参数, 然而该值的选取仍然是一个尚未解决的问题。最近, Katusma^[34]利用库仑势垒下的 α 粒子光学势的表达, 计算了 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应的截面和 S 因子, 但是该工作得到的 $S(0.3 \text{ MeV})$ 与主流理论给出的结果很不一致。(ii) 涉及调参的模型, 例如 R -矩阵^[33, 38-42]或 K -矩阵方法^[43, 44]。对可用的实验数据拟合, 进而将截面外推到天体物理能区, 在拟合的过程中需要大量的数据信息。

近年来, 在国际原子能机构 (IAEA) 组织的“改进轻核标准截面”的国际合作中, 我们的综合 R -矩阵分析程序 RAC (R-matrix Analyzing Code) 发挥了关键性作用^[45-47]。RAC 的计算功能与国际同类程序 (像美国的 EDA 和 SAMMY) 通过了严格的比对, 其可靠性和优越性得到国际认可^[45-47]。RAC 基于经典的 R -矩阵理论^[32], 采用严格的、全面的、多道多能级 R -矩阵理论框架, 这样使得反应系统的每一道的每一条能级, 及

它们之间的相干作用, 都完整地包含在理论中了。 R -矩阵的表达式如下,

$$R_{\alpha's'l', \alpha sl}^J = \sum_{\lambda\mu}^N \gamma_{\alpha's'l'}^J \gamma_{\alpha sl}^J A_{\lambda\mu} \delta_{JJ_0}, \quad (1)$$

其中: $\gamma_{\alpha sl}$ 为能级 E_λ 的约化宽度振幅; $A_{\lambda\mu}$ 为其对应的能级矩阵。不同于已有的采用 \mathcal{L} 表象处理 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 俘获反应道的 R -矩阵模型^[33], 我们的理论采用道自旋耦合表象^[32, 48, 49], 拟合表明该表象下的积分和微分反应截面公式, 可以分别精确地描述 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应天体物理 S 因子和基态俘获的角分布实验数据。对于 $\alpha(I_1, I_2) \rightarrow \alpha'(I'_1, I'_2)$ 反应, 道自旋耦合表象下的积分截面公式为

$$\sigma_{\alpha', a} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{sl's'l'} \frac{(2J+1)}{(2I_1+1)(2I_2+1)} |T_{\alpha's'l', \alpha sl}^J|^2, \quad (2)$$

这里 I_1 和 I_2 是入射道粒子的自旋。跃迁矩阵 T 的其表达式由 R -矩阵表述, 相应的微分截面公式为^[32]

$$\frac{d\sigma_{\alpha', \alpha'}}{d\Omega_{\alpha'}} = \frac{1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \sum_{ss'\nu\nu'} |A_{\alpha's'\nu', \alpha s\nu}(\Omega_{\alpha'})|^2, \quad (3)$$

式中 $A_{\alpha's'\nu', \alpha s\nu}$ 为出射波的振幅,

$$A_{\alpha's'\nu', \alpha s\nu}(\Omega_{\alpha'}) = \frac{\sqrt{\pi}}{k_\alpha} \left[C_{\alpha'}(\theta_{\alpha'}) \delta_{\alpha's'\nu', \alpha s\nu} + i \sum_{l'm'lmJ} \sqrt{2l+1} \times \langle s' \nu' l' m' | JM \rangle \langle s\nu l 0 | JM \rangle \times T_{\alpha's'l', \alpha sl}^J Y_{l'm'}(\Omega_{\alpha'}) \right]. \quad (4)$$

这也是理论上首次采用道自旋耦合表象下的 R -矩阵理论来拟合 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应全部能区的微分截面数据, 其分析所确定的分波贡献及导出数据 S_{E10} 和 S_{E20} , 要比已有工作采用勒让德多项式的拟合结果更为合理^[8-10, 14, 16-19]。

对于核数据的测量和评价者来说, 只有给出了协方差矩阵才给出了数据的完整的误差信息, RAC 程序采用学术界公认的严格的全误差传播定理^[45-47], 保证了误差的规范传递; 它可以同时、同步地分析一个核系统中所有可以利用的相关实验数据, 避免了由于分步骤、分类型拟合数据, 然后再组合推算出尚无实验数据的、或实验数据误差很大的它类反应截面所引起的误差。而且有关截面归一、能级相干、级联衰变、误差传递, 理论值外推等等复杂的机制和环节, 都由程序统一完成。综上所述, RAC 的这些特点为解决以上 R -矩阵研究中存在的问题开辟了新的解决途径。其对 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 相关数据的分析, 定能为核天体物理学亟待解决的这个基本问题提供帮助。

3 天体物理 S 因子的拟合结果

$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应天体物理 S 因子的分析结果, 是用所涉及能级的整个参数集拟合全体实验数据集得到的。只要某个反应道在理论上是存在的, 在实验上被观察到, 它就有一组期望值, 这组期望值不仅依赖于该反应道的、直接的实验数据, 也依赖于全体实验数据集。全体实验数据集是内部自恰和归一化的, 基态跃迁和经过 4 个束缚态的级联对 S 因子的贡献之和等于总的 S 因子, 即便某个反应道实验数据很少或者精确度不够高, 它也能给出相应的、精度提高了的拟合值。相对于以往的分析, 我们使用了齐全的 R -矩阵参数和完备的实验数据集, 采用迭代的拟合方式, 不是孤立描写某类能级或者某类反应道的贡献。本工作得到的 S 因子及其各个部分是对整体 ^{16}O 系统的分析结果, 相对于以往的分析其实验基础要雄厚得多, 因此具有较高的可靠性。

3.1 总的 S 因子 S_{TOT}

目前已有 3 个实验组给出了 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应总的 S 因子, 且相应的文章已经发表^[4-7]。其中

Schürmann 等^[6, 7]的实验中利用逆反应运动学, 结合无窗的 ^4He 气体靶在 ERNA 的反冲质量分离器上, 对 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应产生的反冲 ^{16}O 进行直接的无窗探测, 给出了这一反应的高精度的总截面。特别是在主要的宽共振 2_3^+ 共振处, Schürmann^[7]2011 的工作给出的各个级联跃迁和基态跃迁 S 因子之和与其早期的 2005 年文章^[6]的总的 S 因子极其一致, 因此我们可将 Schürmann 文献^[6, 7]中的 S_{TOT} 数据和各个分道的 S 因子数据在 2_3^+ 所在的能区作为标准数据。在最为主要的宽共振 1_2^- 处, Kunz 等^[14]2001 年给出的基态跃迁 S 因子与到最为关键的两个共振 1_1^- 和 2_1^+ 的级联 S 因子的总和, 在误差范围内与 Schürmann^[6]2005 年给出的总的 S 因子一致, 因此 Kunz 等^[14]的工作给出的级联跃迁 S 因子 $S_{7.12}$ 和 $S_{6.92}$ 同样可用作标准数据, 对存在明显系统偏差的数据进行相应的归一化处理。

图 1 中显示 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应中, 基态跃迁的 S 因子 $S_{\text{g.s.}}$ 、四个级联跃迁分量 S_{cas} 和总的 S 因子 S_{TOT} 的实验数据和相应的拟合情况。图中黑色实线为我们的拟合结果, 彩色线为已有的发表文章工作给出的结果。

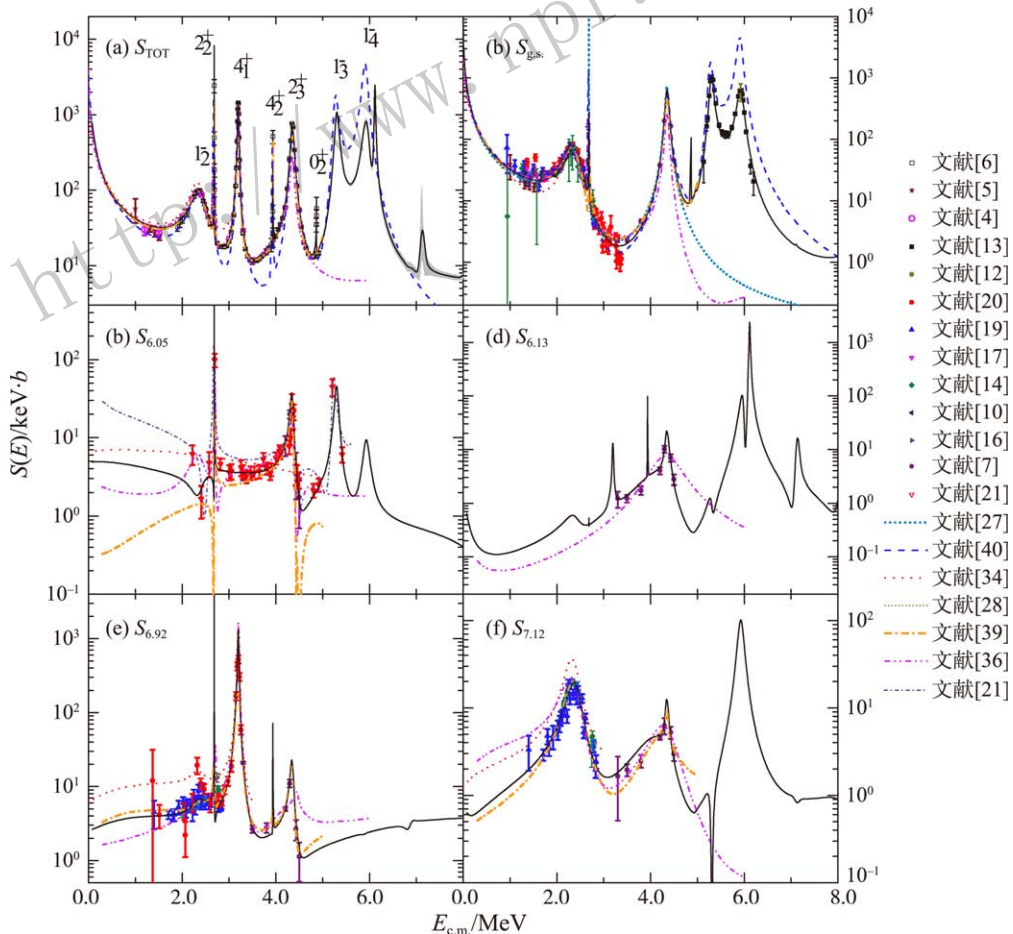


图 1 (在线彩图) 总的 S 因子 S_{TOT} 、基态跃迁 S 因子 $S_{\text{g.s.}}$ 以及 4 个级联跃迁 S 因子 S_{cas} 的拟合结果 (黑线)

总体上,我们的工作拟合得很好,各个能级的峰位、宽度,以及同类能级间的干涉部位都得到的较好的拟合。外推的 S 因子, $S_{\text{TOT}}(0.3 \text{ MeV}) = 162.7 \pm 7.3 \text{ keV}\cdot\text{b}$ 。

3.2 基态跃迁 S 因子 $S_{\text{g.s.}}$

对于基态跃迁的 S 因子 $S_{\text{g.s.}}$, 拟合中选用了 10 家通过拟合实验角分布数据, 得到的比较可靠的 $S_{\text{g.s.}}$ 导出值。绝大多数的文献给出了 S_{E10} 和 S_{E20} 这两部分的导出结果, 少数的文献给出了 $S_{\text{g.s.}}$ 的实验值。已有的工作给出的 S_{E10} 和 S_{E20} 值是由实验上测量得到的角分布数据经由勒让德多项式分析导出, 并不是原初的实验数据, 由于理论的缺陷并不能很好的对基态俘获中的电偶极跃迁 S_{E10} 和电四极跃迁 S_{E20} 加以精确区分。

我们的拟合中取 $S_{\text{g.s.}} = S_{E10} + S_{E20}$ 用于拟合, 至于这两部分的区分则由角分布拟合来精确确定各个能级的贡献, 给出反应核结构信息的比例结果。图 2 给出了基态俘获 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma_0)^{16}\text{O}_0$ 反应的角分布的拟合结果。这些拟合覆盖了质心系能量从 1.002 MeV 到 6.075 MeV, 包含了最为主要的几个共振能级 (1_2^- 、 2_2^+ 、 1_3^- 和 1_4^-)。在位于 1_2^- (2.39 MeV) 能级峰位的数据点, 由于 $E10$ 的角分布模式占据主导作用, 相应的角分布也就变为了一个单峰, 但是 $E20$ 的贡献还是存在, 所以这个单峰并不是完全对称的。在最接近共振 2_2^+ (2.684 MeV) 处的能区, 拟合给出的结果与实验数据同样具有我们熟悉的 $E20$ 的角分布模式。即在正对着 2_2^+ 能级的数据点的拟合, 关于质心系角度 $\theta_{\text{c.m.}} = 90^\circ$ 有着两个几乎对称的双峰(由于 $E20$ 的干涉存在, 并不是完全对称)。随着能点逐渐偏离 2_2^+ 峰, 相应的计算给出的角分布双峰将不再具有对称性, 这是由于逐渐加入的来自于共振 1_2^- (2.39 MeV) 提供的 $E10$ 的模式贡献。配合使用转移反应给出的束缚态的 α 约化宽度实验数据^[26, 28] 和 γ_0 宽度数据对相应的 1_1^- 和 2_1^+ 束缚态能级 R -矩阵参数的限制, 得到的外推 $S_{E10}(0.3 \text{ MeV}) = 98.0 \pm 7.0 \text{ keV}\cdot\text{b}$, $S_{E20}(0.3 \text{ MeV}) = 56.0 \pm 4.1 \text{ keV}\cdot\text{b}$ 。

在更高能区, 有五家独立的 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma_0)^{16}\text{O}_0$ 实验数据覆盖了能级 1_3^- (5.28 MeV) 和能级 1_4^- (5.93 MeV)。对准确地确定 $E_{\text{c.m.}} > 5 \text{ MeV}$ 能区的 S 因子起决定性作用。以往的分析工作由于没有使用上述的实验数据, 比如 Kunz^[40] 2002 年指出, 该能区的 S 因子计算值是实验值的两倍以上。本工作首次准确地拟合对应能区的实验数据, 必然显著提高评价值的可靠性。进而帮助更好的确定外推的 S 因子和高温区的 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma_0)^{16}\text{O}$ 的天体物理反应率。但是, 需要强调的是目前此能区的实验数据是 20 世纪 80 年代以前的数据, 五家独立的实验结果

并不一致, 相应截面做了较大的归一化处理。需要新的测量工作来进一步精确确定此能区的 S 因子数值。

3.3 级联跃迁 S 因子 S_{cas}

目前, 通过 ^{16}O 第一激发态 $J^\pi = 0^+$ ($E_x = 6.05 \text{ MeV}$) 的级联跃迁数据 $S_{6.05}$ 的评价值分歧很大, 我们对此作了详细的研究。不同模型给出的 $S_{6.05}$ 拟合或计算结果如图 1(c) 所示。最早的 Matei^[21]2006 年的工作只是拟合该文章测量结果, 得到 $S_{6.05}(0.3 \text{ MeV}) = 25_{-15}^{+16} \text{ keV}\cdot\text{b}$, 其误差很大。以 S_{E1} 的贡献为主, S_{E2} 的贡献为辅。其后, Schürmann^[7]2011 年的文献拟合其高能量区的测量值, 得到 $S_{6.05}(0.3 \text{ MeV}) < 1 \text{ keV}\cdot\text{b}$, 其中 S_{E1} 的贡献极小, 主要是 S_{E2} 的贡献。Katsuma^[34]2008 年的工作采用光学模型分析 Matei^[21]2006 年的实验数据, 理论给出的计算值与测量值的差别很大, 相应的各个共振峰并没有给出, 不能很好地反映实验的测量结果。综合文献 NACRE II^[36] 同样采用光学模型, 计算给出的高能处的共振峰与实验较为一致, 外推值在 $2.6 \text{ MeV} \leq E_{\text{c.m.}} \leq 4.5 \text{ MeV}$ 能区与测量值比较一致, 可是在最重要的第二个能点处却比 Matei 2006 年测量值高很多, 在 $E_{\text{c.m.}} \geq 5.2 \text{ MeV}$ 以后 1_3^- 共振处的计算值要明显比实验测量值低很多。2016 年, Avila 等^[25]测量了 $^6\text{Li}(^{12}\text{C}, d)^{16}\text{O}$ 转移反应角分布, 导出剩余核虚衰变 α 的渐近归一化系数 ANC, 与能级的 $J^\pi = 0^+$ ($E_x = 6.05 \text{ MeV}$) 和 $J^\pi = 3^-$ ($E_x = 6.13 \text{ MeV}$) 约化 α 分宽度的工作。最后结合 R -矩阵拟合所确定的 $S_{6.05}(0.3 \text{ MeV})$ 正干涉的外推值为 $4.36 \pm 0.45 \text{ keV}\cdot\text{b}$, 负干涉值为 $1.96 \pm 0.3 \text{ keV}\cdot\text{b}$ 。我们的 R -矩阵外推结果与 Avila 的文章的正干涉值一致。但是需要强调的是二者的反应机制并不一致, 我们的工作 S_{E1} 的贡献为主, 而 Avila 的文章^[25]外推的主要贡献来至于 S_{E2} 。

$S_{6.05}(0.3 \text{ MeV})$ 外推值主要由 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma_1)^{16}\text{O}_1$ 反应直接的 S 因子测量值 $S_{6.05}$ 和束缚态约化 α 分宽度 $\gamma_\alpha^2(0_1^+)$ 确定。在我们的拟合中, 对于 $\gamma_\alpha^2(0_1^+)$ 采用了 Oulebsir^[28]2012 年的测量值, $19.5 \pm 5.5 \text{ keV}$ ($a = 6.5 \text{ fm}$)。 $S_{6.05}$ 的数据采用了 Matei^[21]2006 和 Schürmann^[7]2011 两家实验结果, 最终的外推值受到 $J^\pi = 1_2^-$ ($E_{\text{c.m.}} = 2.42 \text{ MeV}$) 低能数据的约束。此外多道多能级的 R -矩阵同时拟合总的 S 因子、基态跃迁 S 因子和其他三个级联的跃迁 S 因子, 将帮助我们弄清楚 $S_{6.05}$ 的数据拟合中的干涉机制, 也将对外推的 $S_{6.05}(0.3 \text{ MeV})$ 值加以进一步的限制, 因此我们相信本工作给出的干涉机制应该更为合理。 Avila 的工作测

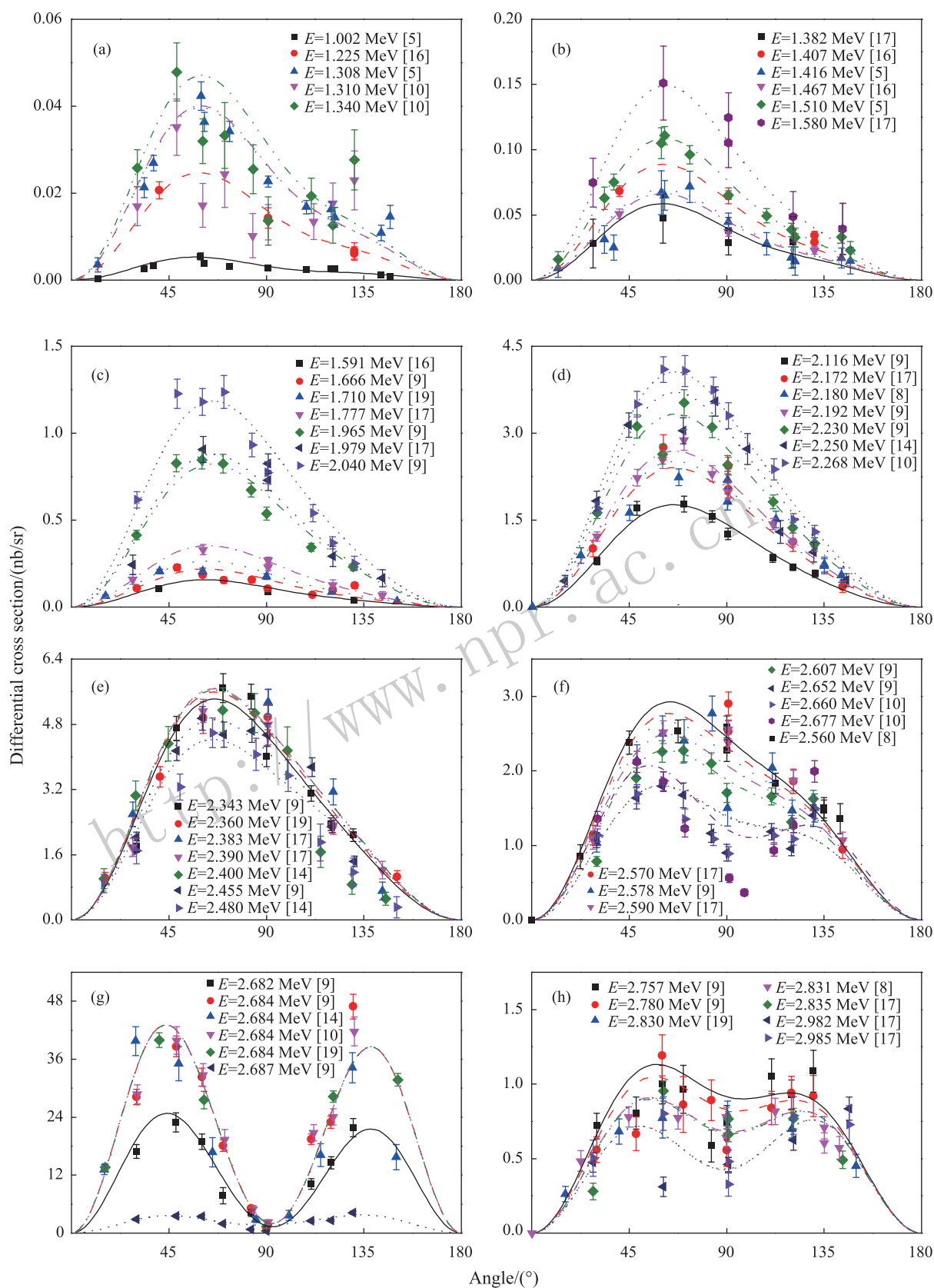


图 2 (在线彩图) 低能区基态跃迁微分截面数据的拟合结果

量给出的 $\gamma_\alpha^2(0_1^+) = 230.4 \pm 6.4$ keV ($a = 5.5$ fm), 单独拟合 $S_{6.05}$ 的数据的结果在其 Phys. Rev. Lett. 文章中只给出了能级小于 1.0 MeV 的外推值, 具体的 Matei^[21] 2006 和 Schürmann^[7] 2011 两家实验数据的拟合情况我们并不清楚。由于只有这两家实验数据, 对于拟合 R -矩阵参数的限制并不确切, 因此只能给出两种干涉机制的结果。另外, 我们看到 Oulebsir^[28] 2012 与 Avila^[25] 2015 的 $\gamma_\alpha^2(0_1^+)$ 测量值差别极大。不同的道半径是造成 $\gamma_\alpha^2(0_1^+)$ 不同的一部分原因, 另一部分原因来自于 ${}^6\text{Li}({}^{12}\text{C}, d){}^{16}\text{O}$ 角分布的测量值及其导出的谱因子 S_α 的差别, 因此实验上仍然需要新的测量来确定该值。另外, 质心系能量 2.0 MeV 以下级联跃迁 $S_{6.05}$ 同样重要, 该值将最终确定 $S_{6.05}$ 的数据拟合中的干涉机制, 和贡献的主要来源 (E1 还是 E2)。

对于级联跃迁 S 因子 $S_{6.13}$, 现存的实验数据信息很少, 尤其是没有分析中所需的 Γ_γ 的信息可用。目前已有的 $S_{6.13}$ 数据来至 Schürmann^[7] 2011 文献, 文献分析主要的贡献来至于共振峰 2_3^+ (4.34 MeV) 的 E1 俘获和共振峰 3_2^- (4.32 MeV) 的 E2 俘获。在其分析同时还加入了分别经由入射的 p-和 f-波产生的 E2 直接俘获贡献, 得到的外推结果为 $S_{6.13}(0.3 \text{ MeV}) = 0.3$ keV·b。图 1(d) 给出了我的拟合结果, 在分析中我们只是使用了 2_3^+ 和 3_2^- 的共振参数, 虽然没有考虑入射的 p-和 f-波产生的 E2 直接俘获贡献, 依然可以给出了实验数据精确的描述。本工作使用了很少的参数, 就可以拟合好现有的实验数据, 进一步说明了道自旋耦合表象对处理 ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ 反应的优越性。外推的 S 因子 $S_{6.13}(0.3 \text{ MeV}) = 0.16 \pm 0.26$ keV·b, 主要贡献来至于能级 1^- 和 2^+ , 该结果与 Schürmann^[39] 2012 的外推值一致。最新的 NACRE II 文章^[36] 采用光学模型, 其计算的结果只是大致反映了实验的趋势, 计算值与实验值仍有较大偏差。Avila 等 2015 年的转移反应结合 R -矩阵拟合, 所确定的 $S_{6.13}(0.3 \text{ MeV})$ 正干涉的外推值为 1.44 ± 0.12 keV·b, 负干涉值为 0.12 ± 0.04 keV·b。我们的 R -矩阵外推结果与 Avila 的文章的负干涉值一致。

图 1(e) 显示级联 S 因子 $S_{6.92}$ 的实验数据和相应的拟合值。Kettner^[20] 的测量结果和 Schürmann^[7] 2011 虽然没有重复的能点, 可是它们通过共振能级 4_1^+ (3.20 MeV) 严格匹配在一起。另外对于 Schürmann 于 2005 年报道的数据 $S_{\text{TOT}}^{[6]}$, 在 4_1^+ 共振处的总的 S 因子, 全部的贡献都来着于级联数据 $S_{6.92}$ 。外推的 $S_{6.92}$ 与约化 α 粒子为 $\gamma_\alpha(6.92 \text{ MeV})$ 密切相关。而该值在本分析的大小主要由, 转移反应实验给出的 $\gamma_\alpha(6.92)$ 加以限

定。目前已有的工作显示经由 2_1^+ 态的级联跃迁, $E2$ 的直接俘获占主导, 它主要源于入射的 s-, d-和 g-波俘获。拟合中我们也确实看到仅仅依靠共振俘获并不能拟合好低能处的实验数据, 为此我们加入了位于 2_1^+ 能级的虚构的本底参数用于描绘直接俘获的贡献。最优化的拟合给出的外推结果 $S_{6.92}(0.3 \text{ MeV}) = 3.0 \pm 0.4$ keV·b。与 Schürmann 等^[39] 2012 年最新外推值 (3.3 keV·b) 一致, 我们进一步给出了相应的不确定度。

在宽共振 2.42 MeV (1_2^-) 处, 实验室看到了明显的级联跃迁 $S_{7.12}$ 。外推的 S 因子 $S_{7.12}(0.3 \text{ MeV}) = 0.6 \pm 0.2$ keV·b。与 Schürmann 等^[39] 2012 年最新的拟合结果, $S_{7.12}(0.3 \text{ MeV}) = 0.5$ keV·b 一致。

4 天体物理反应率

根据我们拟合外推的全能区总的 S 因子, 经数值积分给出了 ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ 反应率。相应的温度范围为 $0.04 \leq T_9 \leq 10$, 覆盖了常用的恒星温度值。

为了综合地比较给出我们的反应率与现有文献, 图 3 给出了已发表的 NACRE II^[36]、Katsuma^[35] 2012、Kunz^[40] 2002、NACRE^[42]、Buchmann^[41] 1996、CF88^[43] 的反应率结果与我们计算值的比率。在天体物理最为关注的 $T_9 = 0.2$ 处, 我们的反应率较 NACREII^[36] 和 Buchmann^[41] 的推荐值大了 10%, 较 NACRE^[42] 的推荐值小了 16%, 与 Kunz^[40] 的推荐值极为一致。这一温度处的天体热核反应率的数值详见表 1, 相应的每一家工作给出的 $E_{c.m.} = 0.3 \text{ MeV}$ 处的外推总的 S_{TOT} 也列于表中, 方便读者比较。

表 1 $T_9 = 0.2$ 处的 ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ 天体热核反应率 (单位: $\times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ mol}^{-1} \text{ s}^{-1}$) 及其 S 因子 (单位: keV·b)。

Work	S_{TOT}	S_{E10}	S_{E20}	S_{cas}	推荐值
CF88	—	60_{-30}^{+60}	40_{-20}^{+40}	—	4.73
Buchmann	146_{-84}^{+124}	79 ± 21	70 ± 70	16 ± 16	$7.04_{-4.00}^{+6.00}$
NACRE	—	79 ± 21	120 ± 60	—	9.11 ± 3.67
Kunz	165 ± 50	76 ± 20	85 ± 30	4 ± 4	$7.58_{-2.33}^{+2.62}$
Katsuma	171_{-22}^{+46}	3	150_{-17}^{+41}	18 ± 4.5	$8.20_{-0.90}^{+2.00}$
NACRE II	148 ± 22	80 ± 18	61 ± 19	$6.5_{-2.2}^{+4.7}$	7.08 ± 1.22
This work	163 ± 7	98 ± 7	56 ± 4	9 ± 2	7.83 ± 0.35

在 $0.5 \leq T_9 \leq 3$ 的范围, NACREII^[36] 的推荐值与我们计算给出的反应率在误差范围内一致。而在这一区域, 我们给出的反应率与 Buchmann^[41] 给出的推荐值还有 Katsuma^[35] 的推荐值有着明显不同的趋势, 这两

家的数据明显高于我们的数值。造成这一差别的主要原因是天体物理 S 因子拟合中，位于能级 1_2^- ($E_{c.m.} = 2.4$ MeV) 处这两家拟合给出的各个分道 S 因子之和明显大于总的 S 因子数据^[4, 6]，他们给出的总的 S 因子是采用未归一化的 $S_{6.92}$ 和 $S_{7.12}$ 这两个级联跃迁的数据，最终给出的分道之和 S 因子与总的 S 因子数据^[4, 6]并不自洽，详细的情况见图 1。在同一能区，NACRE^[42]、以及 Kunz 等^[40]的推荐值与我们推荐的反应率的差别，主要原因在于共振 4_1^+ 、 4_2^+ 和 2_3^+ 能区的这三家总的 S 因子计算值较 S_{TOT} 实验数据^[6, 7] 的明显的偏低。

在 $T_9 \geq 3.0$ 处，我们反应率比 Kunz^[40] 的推荐值、NACREII^[36] 的推荐值低，造成这一偏差的原因是位于共振 1_3^- 和 1_4^- 能的基态跃迁 S 因子 $S_{g.s.}$ 的计算值，这两家的结果明显高于文献的实验值^[12, 13]，见图 1(b)。

5 总结与展望

我们首次尝试应用多道、多个能级的约化 R -矩阵理论，同时分析入射道 $^{12}\text{C} + \alpha$ 形成 ^{16}O 复合核后的，所有开放的出射道相关的实验数据。配合使用协方差统计和误差传播理论，通过迭代拟合 ^{16}O 系统的所有可用的实验数据，拟合外推得到了客观的、内部自洽的和唯一性好的 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应天体物理 S 因子。外推的 S 因子， $S_{\text{TOT}}(0.3 \text{ MeV}) = 162.7 \pm 7.3 \text{ keV}\cdot\text{b}$ 。基于拟合得到的全能区的 S 因子，计算给出恒星温度位于 $0.04 \leq T_9 \leq 10$ 区间的天体物理反应率。新的推荐反应率将有助于科学家理解上至铁区的中等质量核素的合成、铁区以后重元素经 s、r 和 p 等过程核合成的机制，以及大质量恒星随后的演化进程(白矮星的冷却、超新星爆发、中子星和大质量的 X 射线黑洞双星的形成)。

通过多道多能级的 R -矩阵分析 ^{16}O 核系统几乎所有可用实验数据，给出的 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应天体物理总 S 因子的分能级和各个子反应道(基态和级联跃迁)的贡献，以及计算各部分所占其热核反应率的比值和不确定度信息，以此为基础，可为将来开展实验研究提出具体的要求，进一步从核物理实验上更好地确定 S 因子，帮助降低反应率的不确定度。

$T_9 = 0.2 \sim 1.0$ 处天体物理反应率相应的 S 因子范围位于 $E_{c.m.} \leq 1.0$ MeV 能区，因此实验上我们迫切需要对这一区间的天体物理 S 因子(总的 S 因子，基态跃迁和级联跃迁)进行测量。精确的实验测量，可以给出的 $0.04 \leq T_9 \leq 1.0$ 恒星温度区间的 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 天体物理反应率。进而检验我们的 R -矩阵 $E_{c.m.} \leq 1.0$ MeV 处各部分的外推值，并确定各部分的干涉机制等。

$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应直到 $T_9 \leq 10$ 的天体物理反应率，对 Si 燃烧中的反应过程起至关重要的作用。由图 3 可知 $T_9 = 5.0 \sim 10.0$ 的天体反应率覆盖了能级 1_3^- (5.28 MeV) 和能级 1_4^- (5.93 MeV) 的 S 因子，且在高温处的反应率计算中越来越占主导，因此 $E_{c.m.} \geq 5.0$ MeV 处 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应总 S 因子的测量，也是精确确定天体物理反应率所必不可少的。目前这一区间，只有基态跃迁的实验数据，而且为 1976 年以前的测量值^[12, 13]，彼此间存在强烈的不自恰性，因此，需要开展相应的总的 S 因子、基态和级联跃迁新的实验测量。

由中国原子能科学研究院柳卫平研究员牵头，联合国内外优秀的研究群体和科学家的团队，正在负责建设锦屏深地核天体物理实验室(JUNA)，并将向核天体物理研究领域最关键的 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ “圣杯”反应发起冲击^[50]。期待 JUNA 实验室建设方面，能够在设备研制、工程建设和调试调束等相关技术领域，汇集并发展新方法、新技术和新工艺，为国内乃至国际开展天体物理核反应精确测量提供新的一个顶级平台。帮助提供上述所需的 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应天体物理 S 因子数据。

参考文献：

- [1] ROLFS C E, RODNEY W S. *Cauldrons in the Cosmos* Chicago, IL: Univ. Chicago Press, 1988: xi-xii.
- [2] FOWLER W A. *Rev Mod Phys*, 1984, **56**: 149.
- [3] WOOSLEY W S E, HEGER A. *Phys Rep*, 2007, **442**: 269.
- [4] FUJITA K, SAGARA K, TERANISHI T, *et al.* *Few-Body Syst*, 2013, **54**: 1603.
- [5] PLAG R, REIGFARTH R, HEIL M, *et al.* *Phys Rev C*, 2012, **86**: 015805.
- [6] SCHÜRMAN D, DI LEVA A, DE CESARE N, *et al.* *European Phys J A*, 2005, **26**: 301.
- [7] SCHÜRMAN D, DI LEVA A, GIALANELLA L, *et al.*

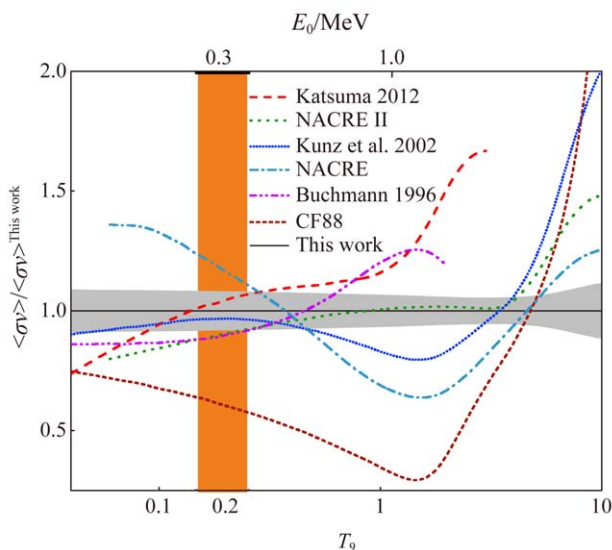


图 3 (在线彩图) 现有 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应率的综合比较

- Phys Lett B, 2011, **703**: 557.
- [8] DYER P, BARNES C A. Nucl Phys A, 1974, **233**: 495.
- [9] FEY M. The Focus of Nuclear Astrophysics: $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Reaction[D]. Univ of Stuttgart, Germany, 2004.
- [10] ASSUNÇÃO M, FEY M, LEFEOVRE-SCHUHL A, *et al.* Phys Rev C, 2006, **73**: 055801.
- [11] KERNEL W M G, WIMMERSPERG U V. Nucl Phys A, 1971, **167**: 352.
- [12] OPHEL T R, FRAWLEY A D, TREACY P B, *et al.* Nucl Phys A, 1976, **273**: 397.
- [13] BROCHARD F, CHEVALLIER P, DISDIER D, *et al.* J Phys France, 1973, **34**: 363.
- [14] KUNZ R, FEY M, MAYER A, *et al.* Phys Rev Lett, 2001, **86**: 3244.
- [15] LARSON J D, SPEAR R H. Nucl Phys, 1964, **56**: 497.
- [16] MAKII H, NAGAI Y, SHIMA T, *et al.* Phys Rev C, 2009, **80**: 065802.
- [17] OUELLET J M L, BUTLER M N, EVANS H C, *et al.* Phys Rev C, 1996, **54**: 1982
- [18] OUELLET J M L, EVANS H C, LEE H W, *et al.* Phys Rev Lett, 1992, **69**: 1896.
- [19] REDDER A, BECKER, H W, ROLFS C, *et al.* Nucl Phys A, 1987, **462**: 385.
- [20] KETTNER K U, BECKER H W, BUCHMANN L, *et al.* Z Phys A, 1982, **308**: 73.
- [21] MATEI C, BUCHMANN L, HANNES W R, *et al.* Phys Rev Lett, 2006, **97**: 242503.
- [22] ZHAO Z, FRANCE R H, LAI K S, *et al.* Phys Rev Lett, 1993, **70**: 2066.
- [23] BUCHMANN L, AZUMA R E, BARNES C A, *et al.* Phys Rev Lett, 1993, **70**: 726.
- [24] TANG X D, REHM K E, AHMAD I, *et al.* Phys Rev Lett, 2007, **99**: 052502.
- [25] AVILA M L, ROGACHEV G V, KOSHCHIY E, *et al.* Phys Rev Lett, 2015, **114**: 071101.
- [26] BELHOUT A, OUICHAOUI S, BEAUMEVIEILLE H, *et al.* Nucl Phys A, 2007, **793**: 178.
- [27] BRUNCE C R, GEIST W H, KAVANAGH R W, VEAL K D. Phys Rev Lett, 1999, **83**: 4025.
- [28] OULEBSIR N, HAMMACHE F, ROUSSEL P, *et al.* Phys Rev C, 2012, **85**: 035804.
- [29] GUO B, DU X C, LI Z H, *et al.* EPJ Web of Conferences, 2016, **109**: 04003.
- [30] PLAGA R, BECKER H W, REDDER A, *et al.* Nucl Phys A, 1987, **465**: 291.
- [31] TISCHHAUSER P, AZUNA R E, BUCHMANN L, *et al.* Phys Rev Lett, 2002, **88**: 072501.
- [32] LANE A, THOMAS S. Rev Mod Phys, 1958, **30**: 257.
- [33] AZUMA R E, UBERSEDER E, SIMPSON E C, *et al.* Phys Rev C, 2010, **81**: 045805.
- [34] KATSUMA M. Phys Rev C, 2008, **78**: 034606.
- [35] KATSUMA M. Astrophys J, 2012, **745**: 192.
- [36] XU Y, TAKAHASHI K, GORIELY S, *et al.* Nucl Phys A, 2013, **918**: 61(NACREII).
- [37] DUFOUR M, DESCOUVEMONT P. Phys Rev C, 2008, **78**: 015808.
- [38] BARKER F C, KAJINO T. Aust J Phys, 1991, **44**: 369.
- [39] SCHÜRMAN D, GIALANELLA L, KUNZ R, *et al.* Phys Lett B, 2012, **711**: 35.
- [40] KUNZ R, JAEGER M, MAYER A, *et al.* Astrophys J, 2002, **567**: 643.
- [41] BUCHMANN L, Astrophys J, 1996, **468**: L127.
- [42] ANGULO C, ARNOULD M, RAYET M, *et al.* Nucl Phys A, 1999, **656**: 3 (NECRE).
- [43] CAUGHLAN G R, FOWLER W A. Atom Data Nucl Data Tables, 1988, **40**: 283(CF88).
- [44] JI X D, FILIPPONE B W, HUMBLET J, *et al.* Phys Rev C, 1990, **41**: 1736.
- [45] CHEN Z P, ZHANG R, *et al.* Science in China (Series G), 2003, **46**: 225.
- [46] CARLSON A D, BADIKOV S A, CHEN Z P, *et al.* Nucl Data Sheets, 2008, **109**: 2834.
- [47] CARLSON A D, PRONYAEV V G, SMITH D L, *et al.* Nucl Data Sheets, 2009, **110**: 3215.
- [48] AN Z D, CHEN Z P, MA Y G, *et al.* Phys Rev C, 2015, **92**: 045802.
- [49] AN Z D, MA Y G, FAN G T, *et al.* Astrophysical Journal Letters, 2016, **817**: L5.
- [50] LIU W P, LI Z H, HE J J, *et al.* (JUNA Collaboration) Sci China-Phys Mech Astron, 2016, **59**: 642001.

Astrophysical S Factor and Reaction Rate of $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Reaction in Stellar Helium Burning

AN Zhendong^{1,2,1)}, MA Yugang², FAN Gongtao², CHEN Zhenpeng³

(1. School of Physics and Astronomy, Sun Yat-sen University, Zhuhai 519082, China;

2. Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

3. Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: During stellar helium burning, the rates of 3α and the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ reaction, in competition with one another, determine the relative abundances of ^{12}C and ^{16}O in a massive star. The abundance ratio is the beginning condition of the following nucleosynthesis and star evolution of massive stars, which are extremely sensitive to the rate of $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ reaction at $T_9 = 0.2$. The most direct and trustworthy way to obtain the reaction rate of the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ reaction is to measure the S factor for that reaction to as low energy as possible, and to extrapolate to energies of astrophysical interest. Based on a new multilevel and multichannel reduced R-matrix theory for applications in nuclear astrophysics, we have obtained an accurate and self-consistent astrophysical S factor of $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, by a global fitting for almost all available experimental data of ^{16}O system, with the coordination of covariance statistics and error-propagation theory. The extrapolated S factor of $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ was obtained with a recommended value $S_{\text{TOT}}(0.3 \text{ MeV}) = 162.7 \pm 7.3 \text{ keV}\cdot\text{b}$. And the reaction rates of $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ for stellar temperatures between $0.04 \leq T_9 \leq 10$ are provided. At $T_9 = 0.2$, the reaction rate is $(7.83 \pm 0.35) \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ mol}^{-1} \text{ s}^{-1}$, where stellar helium burning occurs.

Key words: $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$; S factor; thermonuclear reaction rate; R-matrix theory; nucleosynthesis and star evolution

Received date: 15 Dec. 2016; **Revised date:** 23 Aug. 2017

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (11175233, 11220101005, 91126017, 11421505); CPSF-CAS Joint Foundation for Excellent Postdoctoral Fellows (2016LH0045); National Basic Research Program of China (973 Program)(2014CB845401))

1) E-mail: anzhendong@mail.sysu.edu.cn