

分类号 O571·4 密级 _____

UDC _____

中国原子能科学研究院

博士学位论文

利用(d,p)反应确定不稳定核的天体物理(p,γ)反应率

郭冰

指导教师姓名 柳卫平 研究员 李志宏 研究员

中国原子能科学研究院

申请学位级别 博士 专业名称 粒子物理与核物理

论文提交日期 2007年5月 论文答辩日期 2007年7月

学位授予单位 中国原子能科学研究院, 2007年8月

答辩委员会主席 叶沿林

评阅人 白希祥 江栋兴

摘要

在高温高密度的天体环境中，丰质子不稳定核的质子俘获反应率可能接近或超过其 β^+ 衰变的速率，在爆发性氢燃烧过程中起主导作用。如何确定这些天体物理重要反应的截面对于核物理和核天体物理都是一个巨大的挑战。直接测量是最可靠的方法，然而由于天体物理感兴趣能区 (p, γ) 反应截面极小（只有nb-pb量级），不稳定核束流强度较低，所以直接测量非常困难。因此，通过间接测量方法研究不稳定核的 (p, γ) 反应截面十分重要。

近年来，单质子转移反应的测量结合渐进归一化系数(ANC)方法已经广泛应用于质子辐射俘获反应的研究。该方法可以通过测量截面较大(mb量级)的单质子转移反应的角分布以及扭曲波玻恩近似(DWBA)分析，导出剩余核虚衰变的质子ANC，进而得出质子辐射俘获反应的直接俘获截面以及天体物理S因子和反应率。

本论文工作采用的是结合镜像核电荷对称性的ANC方法，该方法与常规的ANC方法不完全相同。镜像核是质量数相等的两个核，交换其中一个核的质子数与中子数就得到另外一个核。由于核力与电荷近似无关，所以一对镜像核的两条对应能级的结构具有相似性。假设B核与D核互为镜像核，那么我们就可以通过研究更容易测量的B核来间接地得到目标核D的信息。以研究C(p, γ)D反应为例来说，常规的ANC方法中需要测量质子转移反应，比如C(d, n)D反应，然后通过DWBA分析导出D核虚衰变的质子ANC，进而可以得出C(p, γ)D反应直接俘获的天体物理S因子和反应率。结合镜像核电荷对称性的ANC方法中测量的是镜像核中子转移反应，比如A(d, p)B反应，通过DWBA分析导出B核虚衰变的中子ANC，然后利用镜像核电荷对称性导出D核虚衰变的质子ANC以及质子宽度，进而可以得出C(p, γ)D反应的天体物理S因子和反应率。

值得一提的是，本方法既可以得到 (p, γ) 反应的直接俘获贡献，也可以得到共振俘获贡献的部分信息，即质子宽度。

本方法有两个特点：(1) 能够更充分利用HI-13串列加速器次级束流线GIRAFFE上已有次级束流，拓宽其实验研究范围；(2) 能够间接得出仍无实验数据的质子辐射俘获反应截面或减小其不确定性。以我们的两个目标反应 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 和 ${}^{26}\text{Si}(p, \gamma){}^{27}\text{P}$ 为例。研究 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应需要 ${}^8\text{B}$ 束流，目

前GIRAFFE还没有产生⁸B束流，但是已经产生了纯度较高、品质较好的⁸Li束流。⁸B和⁸Li是镜像核，可以通过测量中子转移反应⁸Li(*d, p*)⁹Li的角分布来间接地研究⁸B(*p, γ*)⁹C反应。因此，在现有束流的基础上，利用该方法可以拓宽GIRAFFE的实验研究范围。同样也可以利用该方法通过分析已有的²⁶Mg(*d, p*)²⁷Mg反应的角分布来间接研究²⁶Si(*p, γ*)²⁷P反应。由于稳定束的强度要远远大于不稳定束的强度，因此可以大大减小结果的统计误差。此外，本论文利用此方法第一次实验上得出了该反应中的直接俘获贡献。

ANC方法作为一种间接的实验方法，它的可靠性非常值得关注，也就是说ANC方法给出的结果在多大程度上可以信赖。本论文中我们利用¹⁶O(*p, γ*)¹⁷F反应天体物理S因子的直接测量数据对结合镜像核电荷对称性的ANC方法作了验证。我们分析了¹⁶O(*d, p*)¹⁷O反应布居¹⁷O基态和第一激发态角分布的数据，利用本方法导出了¹⁶O(*p, γ*)¹⁷F反应布居¹⁷F基态和第一激发态的天体物理S因子，并与直接测量的天体物理S因子作了比较。结果表明，ANC方法给出的结果无论幅值还是激发函数形状与直接测量结果在误差范围内都符合很好。因此，当直接测量数据难以获得的情况下，ANC方法能够为辐射俘获反应的截面以及反应率提供一个实验的约束。这正是ANC方法作为一个间接测量方法的价值所在。此外，ANC方法的结果也可以与直接测量结果进行交叉检验，因为直接测量实验不可能在极其低能区进行，所以直接测量必然涉及低能外推的问题。

本论文工作采用结合镜像核电荷对称性的ANC方法研究了恒星演化进程中氢燃烧阶段的四个重要反应，分别是⁸B(*p, γ*)⁹C、¹¹C(*p, γ*)¹²N、¹³N(*p, γ*)¹⁴O和²⁶Si(*p, γ*)²⁷P四个反应。此外，该方法也可以用于其它一系列天体物理重要反应的研究，例如⁷Be(*p, γ*)⁸B、¹⁷F(*p, γ*)¹⁸Ne，和²²Mg(*p, γ*)²³Al等反应。

此外，论文中阐述了攻读博士期间参加的其它两个工作。第一，我们与加拿大TRIUMF实验室合作研究了利用低能质子束产生高强度放射性束流的方法，目前利用该方法已经成功地产生了满足实验要求的高强度¹¹C束流。第二，在中国原子能科学研究院的GIRAFFE次级束流线上测量了¹³N(*d, n*)¹⁴O反应的角分布，间接研究了¹³N(*p, γ*)¹⁴O反应。

论文布局如下：第一章概述了核天体物理和恒星演化进程中的氢燃烧；第二章阐述了恒星热核反应率相关知识及其实验研究方法；第三章是本论文工作的主体，在这一章中，我们阐释并验证了镜像核电荷对称性与ANC方法，然后将该方法应用于四个氢燃烧中重要反应的研究；第四章简述了攻读博士期间参加的其它两个工作；第五章是论文工作的总结和讨论。

关键词: 氢燃烧, 转移反应, 渐进归一化系数, 辐射俘获反应, 天体物理S因子, 反应率

Abstract

The proton capture reactions on proton-rich nuclei play an important role in explosive hydrogen burning in the peculiar astrophysical sites where the temperature and density are so high that the capture reactions become faster than the competing β decays. Determination of the cross sections of these astrophysical reactions is a major challenge for nuclear physics and nuclear astrophysics. Direct measurement of cross sections is the most exact, however, many of these reactions are difficult to measure directly with currently available experimental techniques because the cross sections at low energies are very small (nb-pb) and the available intensities of the radioactive ion beams are very low. It is therefore important to explore indirect alternative methods for determining the (p, γ) reaction cross sections on unstable nuclei.

Recently, the proton transfer reactions and ANC approach have been extensively applied to the study of radiative capture reactions. In this method, the ANC of virtual decay can be derived from proton transfer reactions with large cross sections (mb), and then used to calculate the astrophysical S factors and rates of direct captures in radiative capture reactions.

In this thesis, I used the ANC method combined with charge symmetry of mirror nuclei which is a little bit different from traditional ANC approach. Mirror nuclei include a pair of nuclei that have the same mass number. If the proton- and neutron numbers are interchanged in the one of mirror pair, this nucleus will be transformed into the other. The corresponding levels of mirror pair are analogical due to charge symmetry of strong interaction. Assume B and D are mirror nuclei, then some of the information of D nucleus can be found by studying B nucleus. In order to study the $C(p, \gamma)D$ reaction, the proton transfer reaction such as $C(d, n)D$ needs to be measured in traditional ANC approach. The proton ANC of D virtual decay can be then extracted and employed to compute the astrophysical S factors and rates of direct captures in the $C(p, \gamma)D$ reaction. While the neutron transfer reaction such as $A(d, p)B$ will be measured in the

ANC method combined with charge symmetry of mirror nuclei. The neutron ANCs of B virtual decays can be derived through DWBA analysis. The proton ANC of D virtual decay can be then extracted according to charge symmetry and utilized to calculate the astrophysical S factors and rates of the $C(p, \gamma)D$ reaction.

It should be mentioned that both the direct capture contribution and proton widths of resonant captures can be obtained by using this method.

This method has two advantages. (1) The preexisting radioactive beams produced by GIRAFFE can be used to study new radiative capture reactions besides those studied by traditional ANC approach. (2) The experimentally unknown cross sections of radiative capture reaction may be indirectly determined, or the statistical uncertainty of cross sections can be significantly reduced through this method. The $^8B(p, \gamma)^9C$ and $^{26}Si(p, \gamma)^{27}P$ reactions are just the examples of these two advantages. In order to study $^8B(p, \gamma)^9C$, the 8B beam is needed in traditional ANC approach, which has not been produced yet by GIRAFFE. However, the 8Li beam is available at GIRAFFE. Thus, one can measure the angular distribution of $^8Li(d, p)^9Li$, and then indirectly study the $^8B(p, \gamma)^9C$ reaction by the ANC method combined with charge symmetry. In addition, the angular distributions of $^{26}Mg(d, p)^{27}Mg$ can be applied to the study of the $^{26}Si(p, \gamma)^{27}P$ reaction by this method. Because the intensity of stable deuteron beam is significantly larger than that of unstable ^{26}Si beam, the statistics will be largely improved. The contribution from direct capture in the $^{26}Si(p, \gamma)^{27}P$ reaction has been determined experimentally in the present work, for the first time.

The ANC method is an indirect experimental approach, therefore, its reliability is rather concerned. In this thesis, I have derived the astrophysical S factors of the $^{16}O(p, \gamma)^{17}F$ reaction leading to the ground and first excited states of ^{17}F from the angular distributions of the $^{16}O(d, p)^{17}O$ reaction leading to the ground and first excited states of ^{17}O using the ANC method combined with charge symmetry. The present S factors have been compared with those from the direct measurement experiment. It shows that the results by ANC method are in good agreement with those from the direct measurement at astrophysical energies within the uncertainties. Therefore, the results from ANC method can

provide an experimental constraint to the cross sections and rates of radiative capture reactions in the case that the data from direct measurement are not available. In addition, the data at very low energies from the extrapolation of direct results at higher energies can be checked by those from ANC method.

In this dissertation, the ANC method combined with charge symmetry is utilized to study four reactions of importance in hydrogen burning, namely $^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$, $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$, $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ and $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$. In addition, this method can be applied to the study of many other reactions of astrophysical importance, for example, $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$, $^{17}\text{F}(p, \gamma)^{18}\text{Ne}$, $^{22}\text{Mg}(p, \gamma)^{23}\text{Al}$ and so on.

In addition, two more experiments are presented in this thesis. The first one is the production of intense radioactive beams using low energy protons at TRIUMF lab; the second one is the measurement of the $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ angular distribution at GIRAFFE facility of CIAE and the indirect study of the $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ reaction.

The outline of this thesis is as follows. Chapter 1 will briefly introduce nuclear astrophysics and hydrogen burning in evolution of stars. Chapter 2 will present the thermonuclear reaction formalism and experimental methods. Chapter 3 is the principal part of this thesis, where the ANC method combined with charge symmetry of mirror nuclei will be introduced and tested for its reliability, and then used to study four important reactions in hydrogen burning. Chapter 4 will present two other works during my PHD course. Chapter 5 has a summary of this dissertation and a discussion on ANC method.

Keywords: Hydrogen burning, Transfer reaction, Asymptotic normalization coefficient, Radiative capture reaction, Astrophysical S factor, Reaction rate

目 录

摘要	i
Abstract	v
目录	ix
第一章 引言	1
1.1 核天体物理概述	1
1.2 恒星演化进程中的氢燃烧	3
1.2.1 p-p反应链	4
1.2.2 CNO循环	7
1.2.3 快速质子俘获 (rp) 过程	10
第二章 恒星核反应率和实验研究方法综述	13
2.1 恒星核反应率	13
2.1.1 综述和普适定义	13
2.1.2 带电粒子引起的反应	14
2.2 实验研究方法综述	19
2.2.1 直接测量	20
2.2.2 间接测量	21
第三章 若干不稳定核天体物理(p, γ)反应的研究	25
3.1 结合电荷对称性的ANC方法	25
3.1.1 方法概述	25
3.1.2 转移反应与中子ANC	26
3.1.3 镜像核电荷对称性与质子ANC和质子宽度	27
3.1.4 (p, γ)反应天体物理S因子和反应率	28

3.1.5 方法验证	31
3.2 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应	39
3.2.1 研究意义、现状及方案	39
3.2.2 北京HI-13串列加速器次级束流线GIRAFFE	40
3.2.3 ${}^2\text{H}({}^{6,7}\text{Li}, {}^9\text{Li}){}^1\text{H}$ 反应角分布的测量	42
3.2.4 ${}^9\text{Li}$ 的中子ANC和 ${}^9\text{C}$ 的质子ANC	47
3.2.5 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 天体物理S因子和反应率	50
3.3 ${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$ 反应	54
3.3.1 研究意义、现状及方案	54
3.3.2 ${}^{11}\text{B}(d, p){}^{12}\text{B}$ 角分布和 ${}^{12}\text{B}$ 的中子ANC	55
3.3.3 ${}^{12}\text{N}$ 的质子ANC和质子宽度	62
3.3.4 ${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$ 反应的天体物理S因子和反应率	63
3.4 ${}^{13}\text{N}(p, \gamma){}^{14}\text{O}$ 反应	67
3.4.1 研究意义、现状及方案	67
3.4.2 ${}^{13}\text{C}(d, p){}^{14}\text{C}$ 角分布和 ${}^{14}\text{C}$ 的中子ANC	68
3.4.3 ${}^{14}\text{O}$ 的质子ANC	72
3.4.4 R矩阵分析和 ${}^{13}\text{N}(p, \gamma){}^{14}\text{O}$ 天体物理S因子与反应率	72
3.5 ${}^{26}\text{Si}(p, \gamma){}^{27}\text{P}$ 反应	78
3.5.1 研究意义、现状及方案	78
3.5.2 ${}^{26}\text{Mg}(d, p){}^{27}\text{Mg}$ 角分布和 ${}^{27}\text{Mg}$ 的中子ANC	79
3.5.3 ${}^{27}\text{P}$ 的质子ANC和质子宽度	82
3.5.4 ${}^{26}\text{Si}(p, \gamma){}^{27}\text{P}$ 反应的天体物理S因子和反应率	83
第四章 攻读博士期间参加的其它工作	87
4.1 利用低能质子束产生高强度的 ${}^{11}\text{C}$ 束流	87
4.1.1 实验过程	87
4.1.2 数据处理与结果	89
4.1.3 讨论与进一步的实验计划	95
4.2 ${}^{13}\text{N}(d, n){}^{14}\text{O}$ 反应角分布的测量和 ${}^{13}\text{N}(p, \gamma){}^{14}\text{O}$ 反应率的确定	97

4.2.1 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应角分布的测量	97
4.2.2 虚衰变 $^{14}\text{O}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{13}\text{N} + p$ 的ANC	99
4.2.3 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应率的确定	102
第五章 总结与讨论	105
5.1 论文工作的概括与展望	105
5.2 ANC方法适用范围的探讨	107
参考文献	111
发表文章目录	123
致谢	127

表 格

1.1	图1.3中曲线代表的反应比率。	5
1.2	图1.4中所示温度密度条件下的主导反应链。	8
3.1	$^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$ 反应角分布计算中使用的光学势参数。其中, V 和 W 的单位为MeV, r 和 a 的单位为fm。 D 代表入射道, P 代表出射道。	33
3.2	虚衰变 $^{17}\text{O}_{\text{g.s.}} \rightarrow n + ^{16}\text{O}$ 和 $^{17}\text{O}_{0.871} \rightarrow n + ^{16}\text{O}$ 的中子ANC。	34
3.3	^{17}F 与 ^{17}O 质子-中子ANC的比例系数 R , 虚衰变 $^{17}\text{F}_{\text{g.s.}} \rightarrow p + ^{16}\text{O}$ 和 $^{17}\text{F}_{0.495} \rightarrow p + ^{16}\text{O}$ 的质子ANC。	35
3.4	GIRAFFE产生的放射性束流的性能指标。	41
3.5	GIRAFFE上的主要研究成果。	42
3.6	$^8\text{Li}(d, p)^9\text{Li}$ 反应角分布计算中使用的光学势参数, Entrance 和 Exit 分别代表入射道和出射道。其中, V 和 W 的单位为MeV, r 和 a 的单位为fm。最后一行给出了每套光学势对应的 ^9Li 虚衰变的中子ANC。	48
3.7	$^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应直接俘获贡献的现有研究结果总结。	55
3.8	$^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应共振参数的现有研究结果总结。	55
3.9	$^{11}\text{B}(d, p)^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ 反应角分布计算中使用的光学势参数, 其中, V 和 W 的单位为MeV, r 和 a 的单位为fm。	58
3.10	虚衰变 $^{12}\text{B}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{11}\text{B} + n$ 的中子ANC。数字1、2、3分别代表从三个实验数据[100, 56, 101]导出的ANC。	60
3.11	^{12}B 基态、第一激发态和第二激发态虚衰变的中子ANC。这里, n 是径向函数除原点和无穷大以外的节点数, l 和 j 分别是转移的中子在 ^{12}B 中的轨道角动量和总角动量。	61
3.12	虚衰变 $^{12}\text{N} \rightarrow ^{11}\text{C} + p$ 的ANC和 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应直接俘获的零能量天体物理S因子。 l' 代表入射波的轨道角动量。	62
3.13	^{12}N 第一激发态和第二激发态的质子宽度以及其它能级参数。	62
3.14	我们工作给出的 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 总反应率以及与REACLIB数据库的编译结果。	66

3.15 $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}_{\text{g.s.}}$ 反应角分布计算中使用的光学势参数, Entrance 和 Exit 分别代表入射道和出射道。其中, V 和 W 的单位为 MeV, r 和 a 的单位为 fm。最后一行给出了每套光学势对应的 ^{14}C 虚衰变的中子 ANC。	69
3.16 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的总反应率 $N_A < \sigma v >$ ($\text{cm}^3 \text{mole}^{-1} \text{s}^{-1}$) 与 NACRE 数据库的编译结果。	76
3.17 $^{26}\text{Mg}(d, p)^{27}\text{Mg}$ 反应布居 ^{27}Mg 基态、第一激发态和第二激发态的角分布计算中使用的光学势参数, 其中, V 和 W 的单位为 MeV, r 和 a 的单位为 fm。 D 和 P 分别指入射道和出射道。	79
3.18 ^{27}Mg 基态、第一激发态和第二激发态虚衰变的中子 ANC。这里, n 是径向函数除原点和无穷大以外的节点数, l 和 j 分别是转移的中子在 ^{12}B 中的轨道角动量和总角动量。	82
3.19 虚衰变 $^{27}\text{P}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{26}\text{Si} + p$ 的 ANC 和 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应直接俘获的零能量天体物理 S 因子。 l' 代表入射波的轨道角动量。	82
3.20 ^{27}P 第一、第二激发态的质子宽度和 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应第一、第二个共振的共振强度 $\omega\gamma$ 。	83
3.21 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应的总反应率 $N_A < \sigma v >$ ($\text{cm}^3 \text{mole}^{-1} \text{s}^{-1}$)。	86
 4.1 两轮 ^{11}C 实验结果总结。	95
4.2 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应角分布计算中使用的光学势参数, D 和 N 分别代表入射道和出射道。其中, V 和 W 的单位为 MeV, r 和 a 的单位为 fm。	101
4.3 虚衰变 $^{14}\text{O}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{13}\text{N} + p$ 的 ANC 与 谱因子 S 。	101
4.4 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的总反应率 $N_A < \sigma v >$ ($\text{cm}^3 \text{mole}^{-1} \text{s}^{-1}$) 与 德克萨斯大学的结果 [106] 以及 NACRE 数据库的比较。	104

插 图

1.1 大爆炸原初核合成和恒星演化各阶段的核合成过程。	3
1.2 p-p反应链示意图。	5
1.3 高温p-p反应链、快速 αp (rap) 等过程的温度密度依赖性, 实线表示丰质子短寿命核俘获反应与其 β 衰变达到平衡的条件, 虚线表示俘获反应与其光致分裂达到平衡的条件。	6
1.4 高温p-p反应链、快速 αp (rap) 过程以及快速质子俘获 (rp) 过程运行的温度密度条件示意图。	7
1.5 CNO循环示意图。	8
1.6 高温CNO循环示意图。	10
1.7 爆发性氢燃烧的反应网络, 包括高温CNO循环及其泄漏反应和rp过程。精确的反应路径取决于给定的恒星条件和核的性质。	11
2.1 反应截面与天体物理S因子随能量变化示意图。	15
2.2 伽莫夫 (Gamow) 窗口示意图。	16
3.1 结合电荷对称性的ANC方法中处理和分析数据的过程示意图。	27
3.2 虚衰变 $^{17}\text{O}_{\text{g.s.}} \rightarrow n + ^{16}\text{O}$ 的ANC与谱因子 (<i>Spec.</i>) 随单粒子ANC (<i>b</i>) 的变化。	34
3.3 虚衰变 $^{17}\text{O}_{0.871} \rightarrow n + ^{16}\text{O}$ 的ANC与谱因子 (<i>Spec.</i>) 随单粒子ANC (<i>b</i>) 的变化。	35
3.4 $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$ 反应布居 ^{17}O 基态的角分布, 实验数据取自[62]。	36
3.5 $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$ 反应布居 ^{17}O 第一激发态 (0.871 MeV) 的角分布, 实验数据取自[62]。	37
3.6 $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ 反应布居 ^{17}F 基态和第一激发态 (0.495MeV) 的天体物理S因子, 实验数据取自[69]。	38
3.7 次级束流线GIRAFFE概貌图。	40

3.8	${}^8\text{Li}$ 次级束单维能谱。	43
3.9	${}^8\text{Li}$ 次级束 $\Delta E-E$ 二维粒子鉴别谱。	44
3.10	测量 ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Li}){}^1\text{H}$ 反应角分布的实验设计示意图。	45
3.11	${}^9\text{Li}$ 与质子符合后的 $\Delta E-E_r$ 二维粒子鉴别谱。(a)图给出了下游探测器所有环上的实验数据, (b)-(f)图分别给出了下游探测器第一环到第五环的实验数据。	46
3.12	实验测量的质心系能量为8.0MeV的 ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ 反应角分布。	47
3.13	虚衰变 ${}^9\text{Li}_{\text{g.s.}} \rightarrow {}^8\text{Li} + n$ 的ANC与谱因子(<i>Spec.</i>)随单粒子ANC (<i>b</i>)的变化。	49
3.14	DWBA计算的和实验测量的质心系能量为8.0MeV的 ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ 反应角分布。	50
3.15	${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应直接俘获贡献的天体物理S因子, 上下两条线代表 ${}^9\text{C}$ 虚衰变ANC的 1σ 误差。	51
3.16	现有理论和实验的 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应天体物理 $S_{18}(0)$ 因子的比较, 三角和圆点分别代表理论和实验工作, 虚线代表五个实验结果的加权平均值。	52
3.17	${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 的天体物理反应率, 实线代表直接俘获的反应率, 虚线代表第一激发态共振俘获的反应率。	53
3.18	${}^{12}\text{B}$ 基态、第一激发态和第二激发态虚衰变的ANC与谱因子(<i>Spec.</i>)随单粒子ANC (<i>b</i>)的变化, (a)、(b)和(c)分别代表基态、第一激发态和第二激发态。	57
3.19	DWBA计算的和实验的 ${}^{11}\text{B}(d, p){}^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ 反应角分布, 实验数据分别取自[100, 56, 101]。	59
3.20	DWBA计算的和实验的 ${}^{11}\text{B}(d, p){}^{12}\text{B}$ 反应布居 ${}^{12}\text{B}$ 第一激发态的角度分布, 实验数据取自[101]。	60
3.21	DWBA计算的和实验的 ${}^{11}\text{B}(d, p){}^{12}\text{B}$ 反应布居 ${}^{12}\text{B}$ 第二激发态的角度分布, 实验数据取自[56]。	61
3.22	${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$ 反应的天体物理S因子, 包括直接俘获、两个共振俘获以及总的S因子, 总S因子中还包括直接俘获和 2^- 共振的干涉。	63
3.23	现有理论和实验的 ${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$ 反应天体物理 $S(0)$ 因子的比较, 虚线代表五个实验结果的加权平均值。	64

3.24 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 的天体物理反应率, 包括直接俘获、两个共振俘获以及总的反应率, 总反应率中包括直接俘获和2 ⁻ 共振的干涉。	65
3.25 虚衰变 $^{14}\text{C}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{13}\text{C} + n$ 的ANC与谱因子(<i>Spec.</i>)随单粒子ANC(<i>b</i>)的变化。	70
3.26 DWBA计算的 $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}_{\text{g.s.}}$ 反应角分布, 实验数据取自[101]。	71
3.27 基于单粒子模型计算的方程3.32中共振能处的积分项。	73
3.28 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的天体物理S因子, 包括直接俘获、1 ⁻ 共振俘获以及总的S因子, 总S因子中还包括直接俘获和1 ⁻ 共振的干涉。	75
3.29 DWBA计算的和实验的 $^{26}\text{Mg}(d, p)^{27}\text{Mg}$ 反应布居 ^{27}Mg 基态、第一激发态和第二激发态的角分布, (a)、(b)和(c)分别代表基态、第一激发态和第二激发态。	80
3.30 ^{27}Mg 基态、第一激发态和第二激发态虚衰变的ANC与谱因子(<i>Spec.</i>)随单粒子ANC(<i>b</i>)的变化, (a)、(b)和(c)分别代表基态、第一激发态和第二激发态。	81
3.31 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应的天体物理S因子, 包括直接俘获和两个共振俘获的贡献。	84
3.32 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 的天体物理反应率, 包括直接俘获和两个共振俘获的贡献。	85
4.1 $^{11}\text{CO}_2$ 分子产生和纯化系统示意图。	88
4.2 ISAC测试平台示意图。	88
4.3 束流强度的相对误差随不同时间间隔的变化。	91
4.4 第一轮实验测量的总计数率随时间的变化。	92
4.5 真实计数率和测量的计数率的比例系数 <i>R</i> 随计数率强度的变化。	93
4.6 第一轮实验 ^{11}C 束流强度随时间的变化。	94
4.7 第二轮实验测量的总计数率随时间的变化。	95
4.8 第二轮实验 ^{11}C 束流强度随时间的变化。	96
4.9 测量 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应角分布的实验设计示意图。	97
4.10 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应的 $\Delta E - E_r$ 二维粒子鉴别谱。图(a)-(d)分别给出了多环探测器第一环到第四环的实验数据。	98

4.11 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应角分布测量实验中来自 $(\text{CD}_2)_n$ 靶和C靶的效应本底比较。图(a)-(d)分别给出了多环探测器第一环到第四环的数据，在单个图中虚线的上下部分分别是1MeV间隔内的效应数与本底数。	99
4.12 实验测量的质心系能量为8.9MeV时 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应的角分布和DWBA计算结果。	100
4.13 虚衰变 $^{14}\text{O}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{13}\text{N} + p$ 的ANC与谱因子(<i>Spec.</i>)随单粒子ANC(<i>b</i>)的变化。	102
4.14 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的天体物理S因子，包括直接俘获和总的S因子，并与另外两个实验给出的结果[106, 18]作了比较。	103
5.1 虚衰变 $^{9}\text{Be}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{8}\text{Li} + p$ 的ANC与谱因子随单粒子ANC(<i>b</i>)的变化。	109

第一章 引言

1.1 核天体物理概述

核天体物理学是研究宏观世界的天体物理与研究微观世界的核物理相结合形成的交叉学科，它的发展可以追溯到20世纪20年代。1920年，Eddington提出了太阳的能量来自于其内部氢合成氦的聚变过程[1]。1939年，Bethe发展了恒星中核聚变过程的理论，提出通过pp反应链和CNO循环进行的氢燃烧是太阳和恒星的能量来源[2]。Bethe帮助天文学家们弄清了令人困惑的恒星能源问题，并因此荣获了1967年度诺贝尔物理学奖。但是，Bethe没有回答氢燃烧之后恒星如何演化，以及氢和氦以外的化学元素如何生成的问题。二战后，Fowler和他的合作者对恒星演化过程中的核反应进行了系统的实验和理论研究。1957年，Fowler与Burbidge夫妇以及Hoyle合作发表了关于恒星中元素合成的研究成果，即著名的B²FH论文[3]。他们的理论指出了恒星在赫罗（Hertzsprung-Russell）图上的演化方向以及恒星演化各阶段的八种核合成过程，阐明了超新星爆发和大质量恒星演化的关系。由于Fowler在核天体物理学研究中的卓越贡献，他荣获了1983年度诺贝尔物理学奖。然而，由于当时实验数据的缺乏，他们的许多观点带有推测性和不足之处。B²FH论文发表之后的四十年来出现了大量的研究成果，它们主要从四个方面发展了核天体物理学：(1) 精炼了B²FH论文中一些陈述，(2) 修正了其中的少数错误，(3) 为其中许多推测性的观点提供了验证和丰富信息，(4) 提出了一些新的概念和思想。1988年，Rolfs和Rodney发表了著名的核天体物理专著《Cauldrons in the Cosmos》[4]，全面论述和总结了该领域的各个方面，迄今为止被广泛引用。1997年，Wallerstein等人发表了一篇恒星中元素合成的综合评论文章，总结了B²FH论文发表四十年来关于核天体物理研究的进展，并提出了该领域新的研究方向和研究课题[5]。

核天体物理应用核物理的知识和规律阐释恒星中核过程产生的能量及其对恒星结构和演化的影响，宇宙中各种化学元素的合成，白矮星、中子星、脉冲星和黑洞的形成，宇宙射线的起源及其与星际气体的相互作用，星系的化学演化以及中微子和 γ 射线天文。在特定的意义上说，其主要目标在于研究宇宙中各种

元素及其同位素合成的过程、时标、物理环境、天体场所和丰度分布。

核过程不仅是恒星抗衡其自引力收缩的主要能源，亦是宇宙中除氢以外所有核素赖以合成的唯一机制，在原始大爆炸之后几秒至恒星寿命终结之前的宇宙和天体演化进程中起极为重要的作用。宇宙中的核过程主要包括大爆炸后最初几分钟原初核合成阶段和恒星演化过程中发生的热核反应，高能宇宙线与星际气体发生的散裂反应和核衰变。恒星中的热核反应是从氢聚变开始的，而恒星的演化则与其中氢、氦、碳等各种轻元素的热核反应逐级发展的过程紧密地联系在一起。恒星演化的进程和归宿基本上取决于其初始质量。粗略地说，初始质量 $M < 0.08M_{\odot}$ (M_{\odot} 表征太阳质量) 的孤立恒星，引力收缩不能使其达到氢聚变的点火温度，不发生氢燃烧而直接走向死亡。 $0.08M_{\odot} < M < M_{\odot}$ 的小质量孤立恒星在经历某个轻元素燃烧阶段后，因剩下的核心区质量不足以通过引力收缩使下一级聚变反应点火，随着核燃烧的结束而走向死亡，形成各类白矮星。 $8M_{\odot} < M < 100M_{\odot}$ 的大质量孤立恒星，在完整地经历氢、氦、碳、氖、氧和硅各平稳核燃烧阶段后，呈现由内至外依次为铁核心区、未燃尽的硅、镁、氖、氧、碳、氦和氢的分层结构。由于原子核的比结合能曲线在 ^{56}Fe 处达到极大值，铁以上核的聚变反应变为吸热反应，因此硅燃烧阶段结束后形成的铁核心区不能再依靠聚变反应释放能量来阻止引力收缩，最终导致超新星爆发。爆发时的冲击波将大量外层物质抛向星际空间，占初始质量一小部分的残体最终形成中子星或黑洞。

图1.1描述了宇宙大爆炸后最初几分钟的原初核合成和恒星演化各阶段的核合成过程。恒星平稳演化阶段的核合成主要涉及 β 稳定线及其附近的核素，而恒星爆发性事件中的核合成涉及 β 稳定线两侧的大量短寿命核素。为了阐明恒星演化中能量的产生和各种核素的核合成过程及丰度分布，需要核物理实验及理论提供的数据，包括原子核的质量或结合能、热核反应截面、结构和衰变特性，同时还需要天体物理理论提供的天体核过程发生的物理环境，如温度、密度和化学组成等。由于恒星演化和核素合成涉及 β 稳定线及其两侧的数千种核素，而天体物理感兴趣的能区远低于传统核物理实验的能区，反应截面甚小，加之物理环境导致某些原子核低激发态的热布居和核过程与原子或等离子体过程的交融，使核物理实验和理论面临非常严峻的挑战。核天体物理是目前国际上高度重视的现代物理交叉学科，也是当前核物理的前沿方向之一。

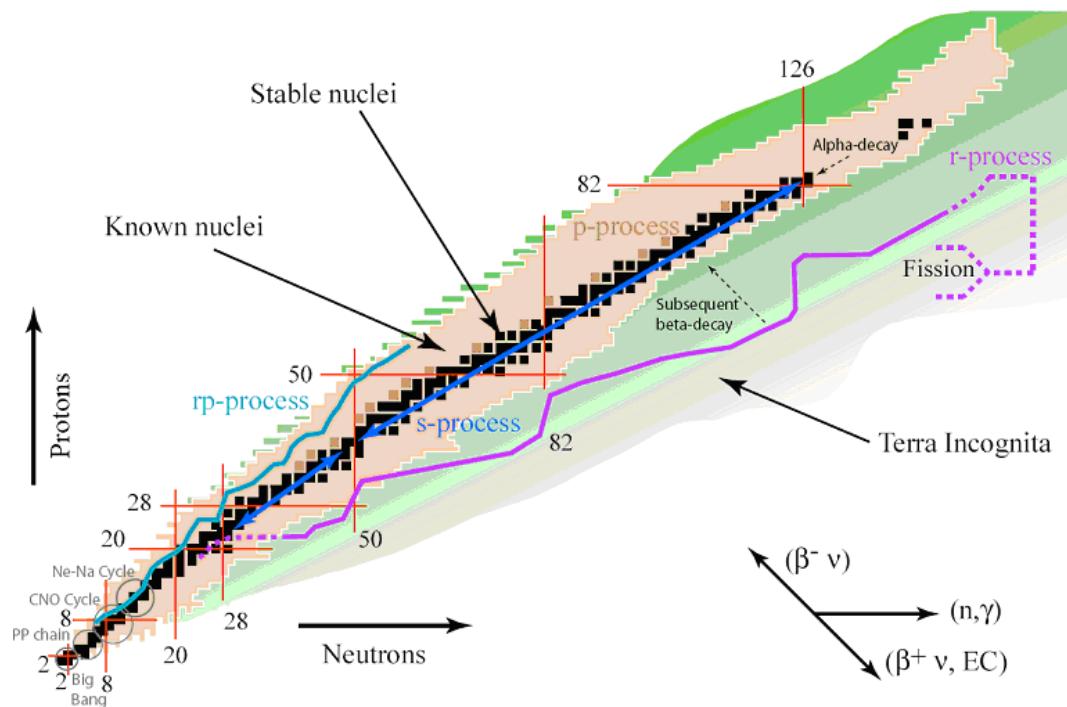


图 1.1: 大爆炸原初核合成和恒星演化各阶段的核合成过程。

1.2 恒星演化进程中的氢燃烧

在大爆炸几十万年之后，宇宙温度降到几千K，恒星及星系开始形成。在引力收缩的过程中，恒星中物质的密度不断增加，同时引力势能部分地转化为热能，导致恒星内部温度不断升高。当温度达到 10^7 K时，恒星内部开始发生四个氢原子核聚变成一个氦原子核的热核聚变过程（p-p反应链的净结果），聚变过程放出大量的能量，恒星开始发光。恒星内部产生向外辐射的压力与向内压缩的引力达到平衡状态时，恒星开始了它的青年期，即主序星阶段。我们的太阳就是处于主序星阶段的年轻恒星。质量与太阳相当的恒星中的氢燃烧主要通过p-p反应链进行。一些大质量恒星内部的温度远高于太阳内部的温度，因此，氢燃烧也可能通过CNO循环和NeNa-MgAl循环进行。大质量恒星演化可分为平稳演化阶段和爆发性演化阶段。在平稳演化阶段相对低温低密度的环境中，氢燃烧主要通过上述的几种路径进行。在新星、x射线爆和超新星爆发以及超大质量恒星内部的高温高密度环境中，天体物理相关的能区升至库仑势垒量级，其热核反应截面相应增大，导致质子与大量短寿命放射性核反应的速率接近或超过放射性核 β 衰变的速率，热核反应流可扩展到远离 β 稳定线、直至质子滴线的

广大核区。在这种爆发性事件中，核燃烧的时标缩短为秒至小时的量级。恒星爆发性氢燃烧的主要过程包括高温pp反应链、高温碳氮氧(CNO)循环和接下去的质子快速辐射俘获(rp)等过程。

1.2.1 p-p反应链

恒星演化进程中反应路径的走向取决于恒星内部的温度、密度和化学组成等环境条件和核的性质(质量、反应截面、半衰期和结构特性等)两方面因素。太阳中心的温度大约为 $T_6 = 15.5$ ，密度约为 156g/cm^3 ，其中 T_6 指以 10^6K 为单位的无量纲温度。氢(X)、氦(Y)和金属(Z ，比氦重的所有元素)的质量份额分别是0.7、0.3和0.03[4]。在这种环境中，氢燃烧过程主要是四个氢原子核聚变成一个氦原子核的热核聚变过程，



实际上，四个氢原子核同时相互作用生成氦原子核的概率几乎为零。因此，p-p反应链包括一系列能把四个氢原子核转化为一个氦原子核的两体反应。它从两质子非束缚体系的 β^+ 衰变过程 ${}^1\text{H}(p, e^+\nu){}^2\text{H}$ 开始，继而发生 ${}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ 等反应。p-p反应链包括三个分支，如图1.2所示[4]，每个分支都放出26.73MeV的能量，图中标出了根据太阳条件计算得到的分支比[6]。p-p反应链为太阳产生98-99%的能量，生成的 ${}^4\text{He}$ 通过 $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$ 过程为太阳中CNO循环产生种子核 ${}^{12}\text{C}$ 。

Fuller等人研究了大质量贫金属恒星的演化，指出第三类恒星(Population III stars)质量大($M > 5 \times 10^5 M_\odot$ ， M_\odot 指太阳质量)，金属性低($Z < 0.005$)，它在快速塌缩过程中不能产生足够的种子核 ${}^{12}\text{C}$ ，因此，CNO循环不能有效运行[7]。然而，如果计算中忽略了一些重要反应，那么这种推断有可能是不正确的。这些大质量恒星的温度高达 10^9K ，约为太阳中心温度的100倍。因此，一些原来在太阳环境中可以忽略的反应可能变得更加重要，譬如高温p-p反应链，快速 αp 过程(Rapid Alpha-Proton process)，它与缓慢的 3α 过程的竞争可能会产生更多的CNO核。

Wiescher等人[8]研究了超大质量贫金属恒星中的高温p-p反应链以及快速 αp 等过程。这些反应过程的温度密度依赖性示于图1.3。实线表示丰质子短寿命核俘获反应速率等于其 β 衰变率的条件，虚线表示俘获反应速率等于光致分

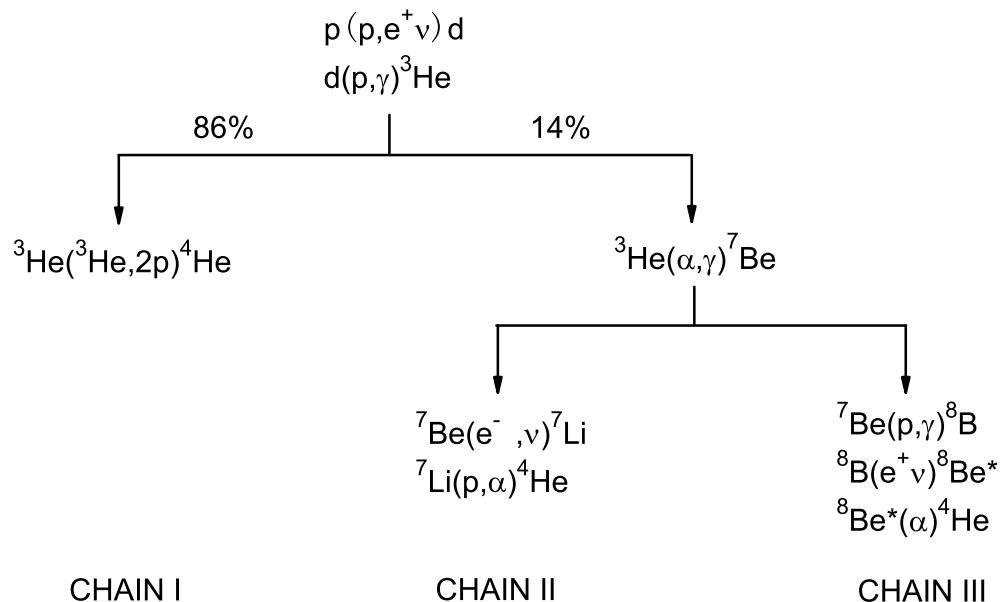


图 1.2: p-p 反应链示意图。

表 1.1: 图1.3中曲线代表的反应比率。

曲线数字	俘获反应/竞争反应
1	$\langle ^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N} \rangle / \langle ^{11}\text{C}(\beta^+ \nu) \rangle$
2	$\langle ^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C} \rangle / \langle ^8\text{B}(\beta^+ \nu) \rangle$
3	$\langle ^{12}\text{N}(p, \gamma)^{13}\text{O} \rangle / \langle ^{12}\text{N}(\beta^+ \nu) \rangle$
4	$\langle ^{11}\text{C}(\alpha, p)^{14}\text{N} \rangle / \langle ^{11}\text{C}(\beta^+ \nu) \rangle$
5	$\langle ^8\text{B}(\alpha, p)^{11}\text{C} \rangle / \langle ^8\text{B}(\beta^+ \nu) \rangle$
6	$\langle ^9\text{C}(\alpha, p)^{12}\text{N} \rangle / \langle ^9\text{C}(\beta^+ \nu) \rangle$
7	$\langle ^7\text{Be}(\alpha, \gamma)^{11}\text{C} \rangle / \langle ^7\text{Be}(e^-, \nu) \rangle$
8	$\langle ^{13}\text{O}(\alpha, p)^{16}\text{F} \rangle / \langle ^{13}\text{O}(\beta^+ \nu) \rangle$
9	$\langle ^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B} \rangle / \langle ^8\text{B}(\gamma, p) \rangle$
10	$\langle ^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N} \rangle / \langle ^{12}\text{N}(\gamma, p) \rangle$

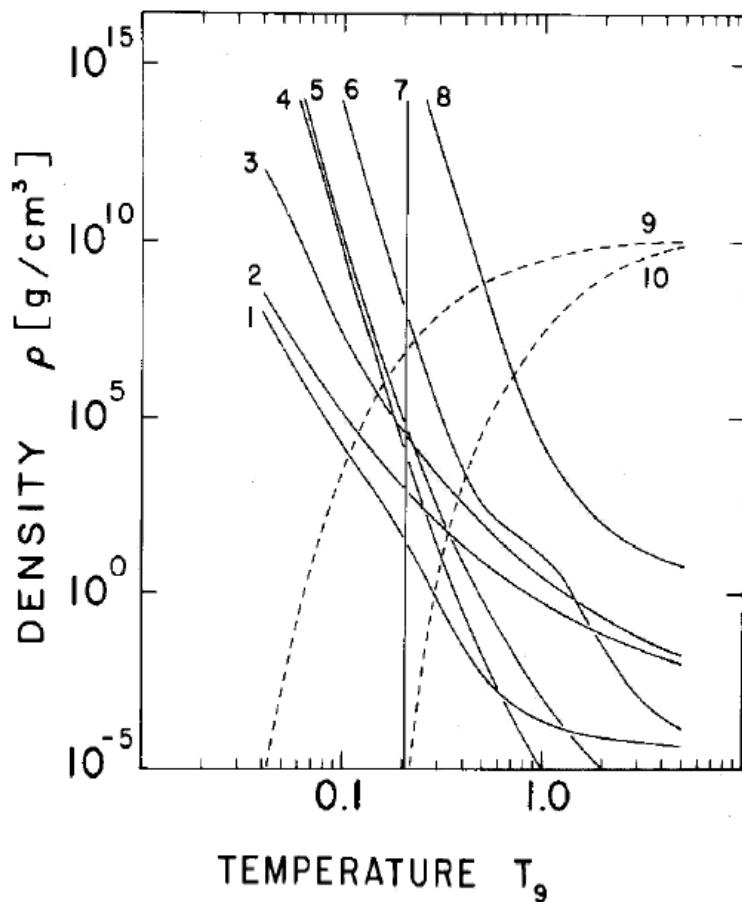


图 1.3: 高温p-p反应链、快速 α p (rap) 等过程的温度密度依赖性，实线表示丰质子短寿命核俘获反应与其 β 衰变达到平衡的条件，虚线表示俘获反应与其光致分裂达到平衡的条件。

裂速率的条件。图中各曲线对应的反应列于表1.1。当处于曲线以上的温度密度条件时，俘获反应率超过与之竞争的 β 衰变或光致分裂速率，更重的核素得以合成。

图1.4画出了根据图1.3中曲线划分的九个区域。可以看出，除了p-p反应链第二、第三分支 (pp-II, pp-III) 以及rp过程外，还有p-p反应链第四、第五分支 (pp-IV, pp-V) 以及连接p-p反应链与CNO核的快速 α p过程 (rap-I, rap-II, rap-III和rap-IV)，这些反应均列于表1.2。其中，pp-IV反应链与rap-I反应链中的重要反应之一是 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ ，rap-II反应链与rap-III反应链中的重要反应之一是 ${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$ 。这两个反应都是本论文工作的研究目标。

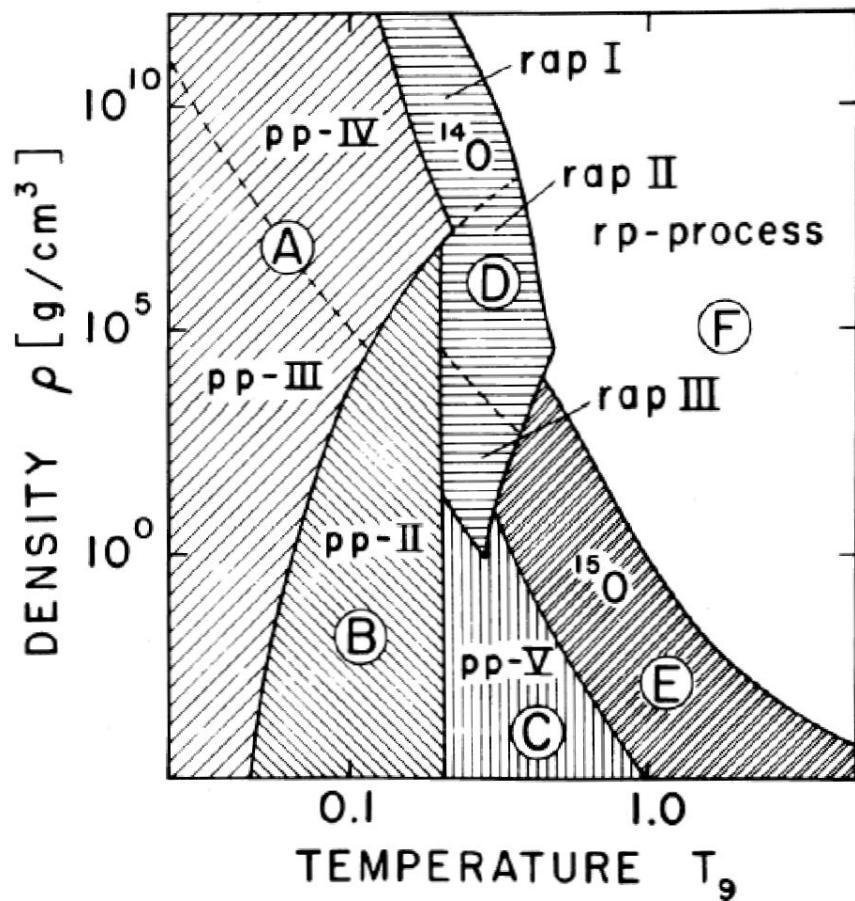
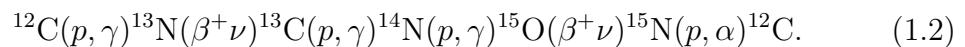


图 1.4: 高温p-p反应链、快速 α p (rap) 过程以及快速质子俘获 (rp) 过程运行的温度密度条件示意图。

1.2.2 CNO循环

随着恒星温度升至 $T_6 > 20$, 氢燃烧的主要方式由p-p反应链转为CNO循环, 它有四个子循环, 如图1.5所示[4]。第一个是



其中, CNO核扮演“催化剂”的角色, 循环的净结果和p-p反应链相同, 也是把四个氢原子核转化成一个氦原子核、两个正电子和两个中微子, 同时释放出26.73MeV的能量。

表 1.2: 图1.4中所示温度密度条件下的主导反应链。

区域	反应链	反应路径
A	pp-III	$^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}(\beta^+ \nu)^8\text{Be}(\alpha)^4\text{He}$
	pp-IV	$^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}(\beta^+ \nu)^9\text{B}(p)^8\text{Be}(\alpha)^4\text{He}$
B	pp-II	$^7\text{Be}(e^-, \nu)^7\text{Li}(p, \alpha)^4\text{He}$
C	pp-V	$^7\text{Be}(\alpha, \gamma)^{11}\text{C}(\beta^+ \nu)^{11}\text{B}(p, 2\alpha)^4\text{He}$
D	rap-I	$^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}(\alpha, p)^{12}\text{N}(p, \gamma)^{13}\text{O}(\beta^+ \nu)^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$
	rap-II	$^7\text{Be}(\alpha, \gamma)^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}(p, \gamma)^{13}\text{O}(\beta^+ \nu)^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$
	rap-III	$^7\text{Be}(\alpha, \gamma)^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}(\beta^+ \nu)^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$
E	rap-IV	$^7\text{Be}(\alpha, \gamma)^{11}\text{C}(\alpha, p)^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$

第一个子循环没有考虑 $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应给“催化剂”CNO核带来的损失。

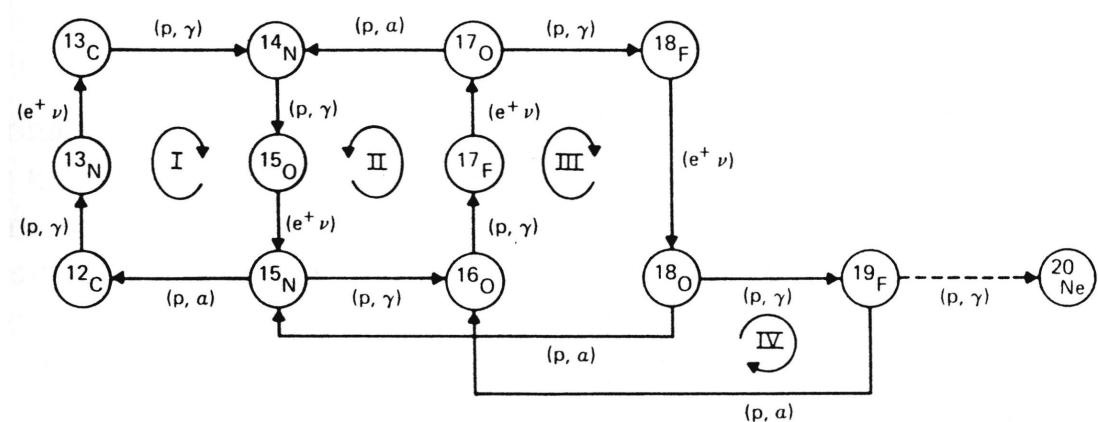


图 1.5: CNO循环示意图。

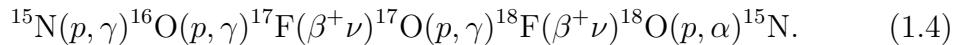
当这个反应发生时，第二个子循环开始运行，

$$^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}(\beta^+ \nu)^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}(\beta^+ \nu)^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}. \quad (1.3)$$

这两个子循环的重要性及走向取决于 $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$ 和 $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应的竞争。研究结果表明， $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$ 和 $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应零能量天体物理S因子分别为 $S(0) = 65 \pm 4 \text{ MeV b}$ [9, 10]和 $S(0) = 64 \pm 6 \text{ keV b}$ [11, 12]，所以第一个子

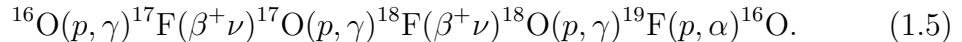
循环每运行1000次第二个子循环才大约运行1次。因此，第二个子循环对整个CNO循环中能量产生的贡献很小，但它对于 ^{16}O 和 ^{17}O 的合成有重要意义。

同样， $^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}$ 和 $^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$ 反应的竞争将会触发第三个CNO子循环，



$^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}$ 反应对于 ^{17}O 氢燃烧的贡献不可忽略[13, 14]。

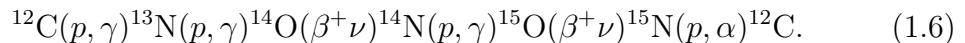
Lorenz-Wirzba和Wiescher等人[15, 16]研究了 $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ 和 $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$ 反应，发现在大部分天体物理温度范围内 ^{18}O 的氢燃烧取决于 $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ 反应。然而，在 $0.07 < T_9 < 0.4$ 温度范围内， $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$ 也有不可忽略的贡献。相应地第四个子循环被触发，



在该温度范围内，第三个子循环每运行150次第四个子循环大约运行一次。

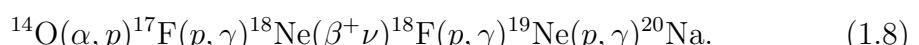
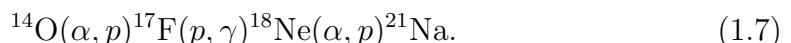
如果与 $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ 反应竞争的 $^{19}\text{F}(p, \gamma)^{20}\text{Ne}$ 反应贡献足够大，那么反应流将向氢燃烧的下一阶段发展。

在 $T_6 > 100$ 的高温天体环境中，高温CNO循环会取代CNO循环，成为主导过程。图1.6示出了高温CNO循环的反应网络[4]。从CNO循环向高温CNO循环转化的起始条件是 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的速率超过 ^{13}N 的 β 衰变速率。高温CNO循环的主链是



$^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$ 和 $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$ 反应的竞争会触发高温CNO循环中其它反应分支，最终形成图1.6所示具有奇特形状的高温CNO循环反应网络。

当 $T_6 > 500$ 时，下列三个反应链中各反应的速率可能超过相应放射性核 β 衰变的速率，导致高温CNO循环向rp过程泄漏。



导致CNO循环向高温CNO循环转化的反应 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 是本论文的另一个研究目标。

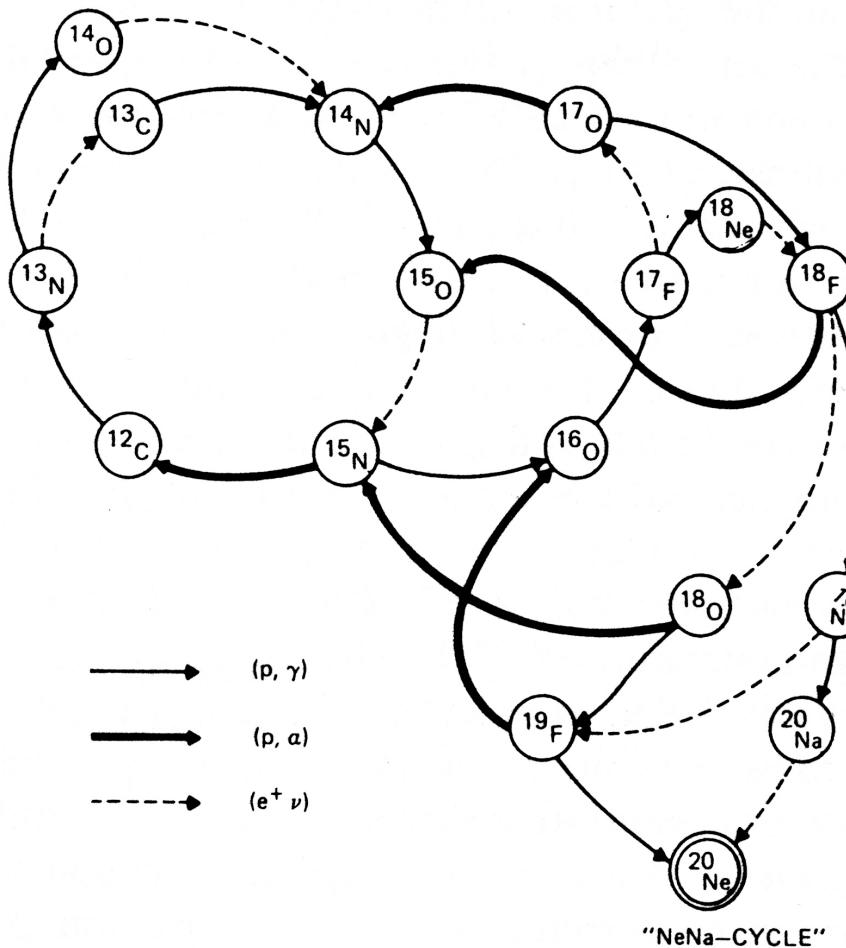


图 1.6: 高温CNO循环示意图。

1.2.3 快速质子俘获 (rp) 过程

快速质子俘获 (rp) 过程发生在 $T_9 > 1$ 的天体物理环境中，它包括一系列接连的 (p, γ) 、 (α, p) 反应和 β^+ 衰变，反应流可达到 $A \sim 100$ 的丰质子核区。rp 过程的部分反应网络示于图 1.7，其中也显示了高温CNO循环及其泄漏反应。

$^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 、 $^{26}\text{Si}(\alpha, p)^{29}\text{P}$ 反应和 ^{26}Si 的 β 衰变三者的竞争不仅影响 rp 过程的反应路径，而且影响 γ 射线天文学重要核素 ^{26}Al 的丰度。其中 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 也是本论文工作的研究目标之一。

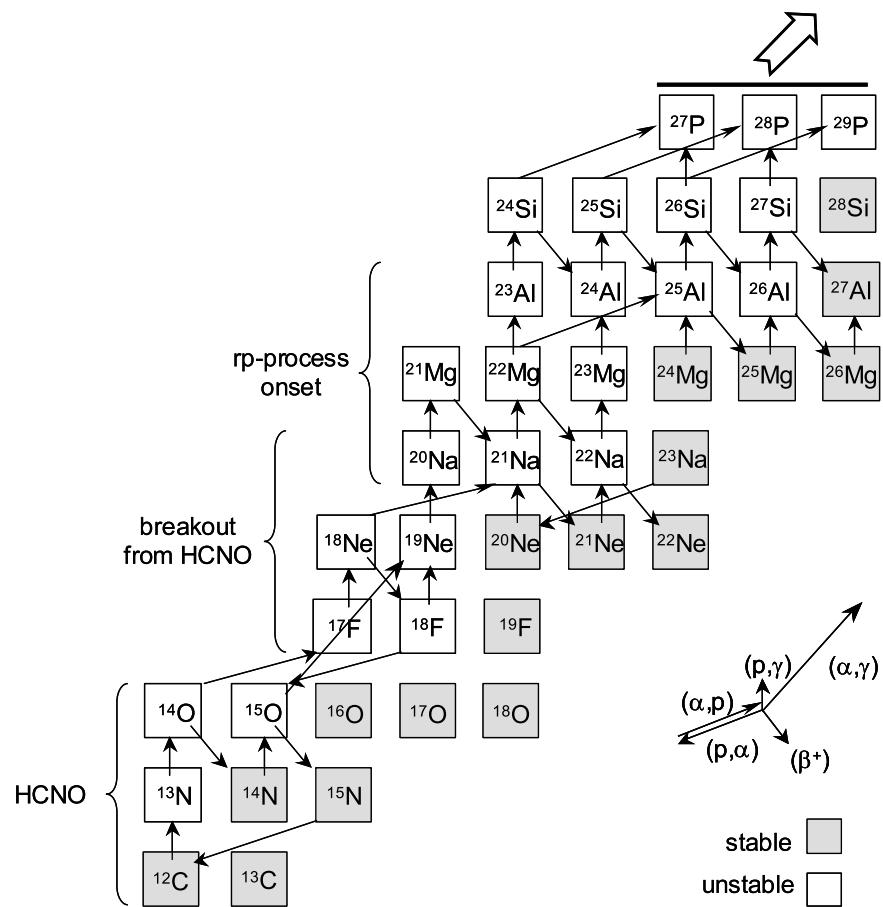


图 1.7: 爆发性氢燃烧的反应网络, 包括高温CNO循环及其泄漏反应和rp过程。精确的反应路径取决于给定的恒星条件和核的性质。

第二章 恒星核反应率和实验研究方法综述

2.1 恒星核反应率

2.1.1 综述和普适定义

要了解恒星，就要了解恒星的关键特征，比如时标、能量产生和元素合成等。这些直接取决于恒星中核反应发生的快慢，即反应率。两体反应的反应率可以通过它们相对速度的Maxwell-Boltzmann分布 $\phi(v)$ 与反应截面 σ 的卷积来得到[4]

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \phi(v) \sigma(v) v dv. \quad (2.1)$$

Maxwell-Boltzmann速度分布为

$$\phi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{\mu v^2}{2kT} \right), \quad (2.2)$$

其中， μ ， k 和 T 分别是系统的约化质量，波尔兹曼常数和恒星温度。把方程2.2代入方程2.1，可以得到

$$\langle \sigma v \rangle = 4\pi \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^\infty v^3 \sigma(v) \exp \left(-\frac{\mu v^2}{2kT} \right) dv. \quad (2.3)$$

利用质心系能量 $E = \mu v^2 / 2$ ，方程2.3可以变为能量积分的形式，

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) dE. \quad (2.4)$$

因此，为了得到反应率，我们必须知道反应截面。两粒子的反应率乘以阿伏伽德罗（Avogadro）常数 N_A 就是通常所说的反应率，

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left(\frac{8}{\pi\mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) dE. \quad (2.5)$$

代入常数后，方程2.5简化为

$$N_A \langle \sigma v \rangle = 3.7313 \times 10^{10} \mu^{-1/2} T_9^{-3/2} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp \left(-11.605 E/T_9 \right) dE, \quad (2.6)$$

其中，反应率 $N_A \langle \sigma v \rangle$ 的单位为 $\text{cm}^3 \text{mol}^{-1} \text{s}^{-1}$ ，质心系能量 E 和反应截面 σ 的单位分别为MeV和b。

2.1.2 带电粒子引起的反应

带电粒子引起的核反应分为直接俘获反应和共振俘获反应，此外，直接俘获和共振俘获有时会发生干涉。

1. 直接俘获反应

对于带电粒子引起的反应，反应截面可以用天体物理S因子 $S(E)$ 来表示，

$$\sigma(E) = S(E) \exp(-2\pi\eta) \frac{1}{E}, \quad (2.7)$$

η 是索莫非 (Sommerfeld) 参数，也称为库仑参数，

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} = 0.1575 Z_1 Z_2 \left(\frac{\mu}{E}\right)^{1/2}, \quad (2.8)$$

其中， \hbar 是约化普朗克 (Plank) 常数， Z_1 和 Z_2 是发生反应两粒子的电荷数， E 是单位为MeV的质心系能量。

因为带电粒子反应中存在库仑势垒，所以随着能量降低，反应截面急剧减小。因此，在天体物理感兴趣的低能区直接测量反应截面非常困难。实验上一般采取测量反应在较高能区的激发函数，然后把反应截面外推到天体物理感兴趣的极低能区。但是，由于反应截面随能量变化非常剧烈，这种外推通常是不准确的。方程2.7所定义的天体物理S因子 $S(E)$ 随能量变化非常平缓，而且它包含了反应截面所包含的全部核信息。因此，当把实验测量的激发函数向天体物理低能区外推时，用天体物理S因子替代反应截面要准确可靠的多。图2.1示出了反应截面与天体物理S因子随能量变化示意图。

将方程2.7代入2.5，可以得到

$$N_A < \sigma v > = N_A \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) dE, \quad (2.9)$$

b 来源于库仑势垒穿透几率，

$$b = (2\mu)^{1/2} \pi e^2 Z_1 Z_2 / \hbar = 0.989 Z_1 Z_2 \mu^{1/2} (\text{MeV})^{1/2}. \quad (2.10)$$

它的平方值就是所谓的伽莫夫 (Gamow) 能量 E_G 。

方程2.9中积分部分的指数里，第一项来自于Maxwell-Boltzmann速度分布，第二项来自库仑势垒的穿透几率。由于直接反应的S因子随能量的变化比较平缓，所以积分主要是由指数部分来决定的。随着能量的增加 $\exp(-\frac{E}{kT})$ 减小的很快，而相应于库仑势垒穿透几率的 $\exp(-\frac{b}{E^{1/2}})$ 在低能端的值非常小，因此两项的

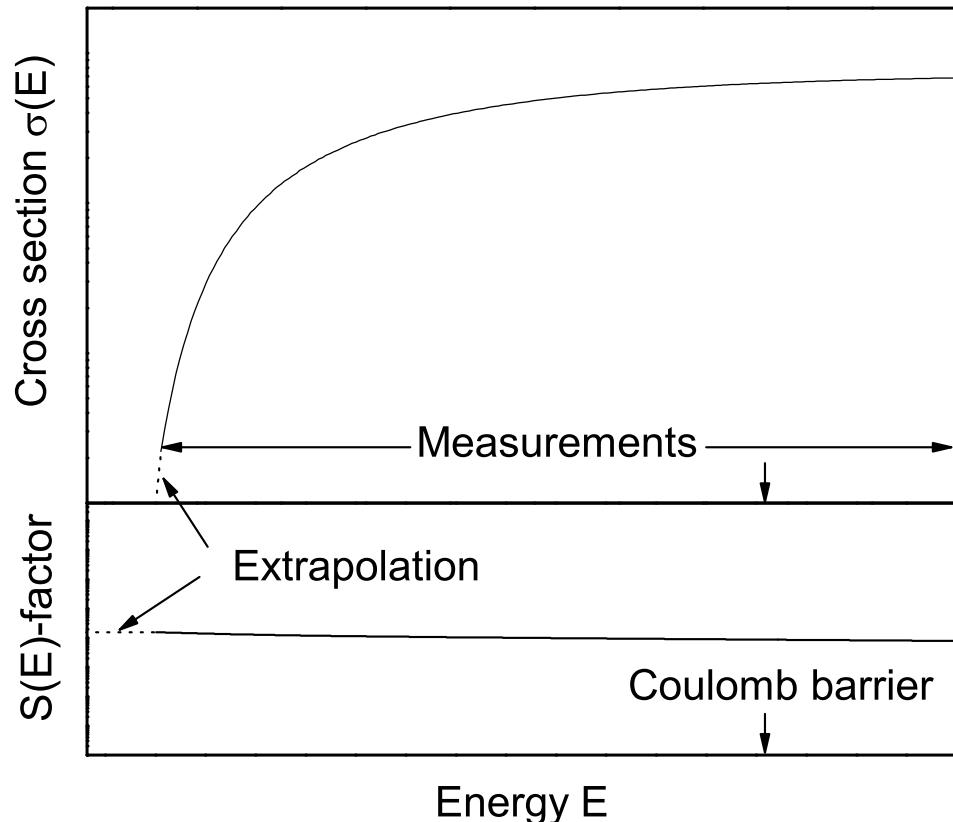


图 2.1: 反应截面与天体物理S因子随能量变化示意图。

乘积在某个能量点 E_0 处达到最大值, 如图2.2所示。S因子在能量窗口 Δ 内可以近似认为是一个常数,

$$S(E) = S(E_0) = \text{constant}. \quad (2.11)$$

这样, 方程2.9可以转化为

$$N_A < \sigma v > = N_A \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} S(E_0) \int_0^\infty \exp \left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}} \right) dE. \quad (2.12)$$

求方程2.12中积分项的一阶导数, 使其为零, 可以得出反应率最大处的能量值,

$$E_0 = (bkT/2)^{2/3} = 1.22(Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^2)^{1/3} \text{keV}. \quad (2.13)$$

将方程2.13代入方程2.12中的积分项, 得到其最大值,

$$I_{\max} = \exp \left(-\frac{3E_0}{kT} \right) = \exp(-\tau), \quad (2.14)$$

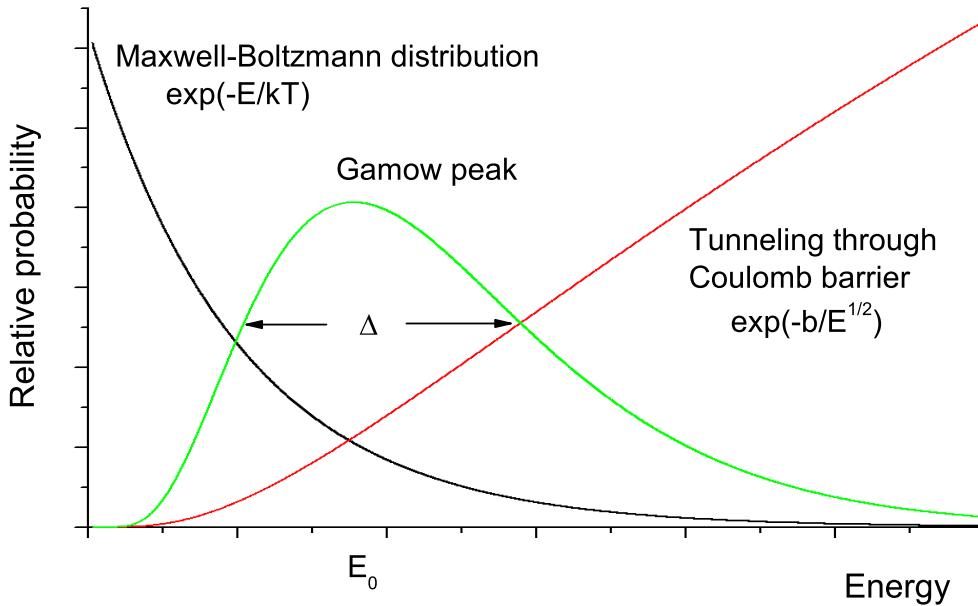


图 2.2: 伽莫夫 (Gamow) 窗口示意图。

其中, τ 是一个无量纲的参数,

$$\tau = \frac{3E_0}{kT} = 42.46(Z_1^2 Z_2^2 \mu / T_6)^{1/3}. \quad (2.15)$$

方程2.12中的积分项可以用一个高斯 (Gaussian) 函数来近似,

$$\exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) = I_{\max} \exp\left[-\left(\frac{E - E_0}{\Delta/2}\right)^2\right], \quad (2.16)$$

其中, Δ 是 Gamow 峰的两个 $1/e$ 值之间的能量宽度, 它可以通过使方程方程2.16两边的二阶导数相等得到,

$$\Delta = \frac{4}{\sqrt{3}}(E_0 kT)^{1/2} = 0.749(Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^5)^{1/6} \text{keV}. \quad (2.17)$$

Gamow 窗口为

$$E = E_0 \pm \frac{\Delta}{2}. \quad (2.18)$$

带电粒子间的核反应主要发生在 Gamow 窗口内, 在窗口之外, 方程2.12中的积分项迅速减小为零。从方程2.13和2.17可以看出, 该能量窗口随着库仑势垒的升高而增加。把方程2.14和2.16代入2.12, 可以得到

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left(\frac{2}{\mu}\right)^{1/2} \frac{\Delta}{(kT)^{3/2}} S(E_0) \exp\left(-\frac{3E_0}{kT}\right). \quad (2.19)$$

需要指出的是，方程2.12和2.19仅适用于S因子变化非常平缓的反应，而方程2.5、2.6和2.9则适合所有带电粒子引起的反应，包括共振俘获反应。

2. 共振俘获反应

共振俘获的反应率用方程2.5、2.6或者2.9导出，其中共振俘获的反应截面可以用布莱特-维格纳（Breit-Wigner）公式来表示[17]，

$$\sigma_{BW}(E) = \pi \frac{\hbar^2}{2\mu E} \frac{2J_R + 1}{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)} \frac{\Gamma_{in}(E)\Gamma_{out}(E)}{(E - E_R)^2 + (\Gamma_{tot}/2)^2}, \quad (2.20)$$

其中， J_1 ， J_2 ， J_R 分别是炮弹，靶核和共振态的自旋； Γ_{in} ， Γ_{out} 分别是入射道和出射道分宽度， Γ_{tot} 是总宽度。将方程2.20代入2.5，可以得到

$$\begin{aligned} N_A < \sigma v > &= N_A \left(\frac{8}{\pi\mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma_{BW}(E) E \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) dE \\ &= N_A (2\pi)^{1/2} \frac{\hbar^2}{(\mu kT)^{3/2}} \omega \int_0^\infty \frac{\Gamma_{in}(E)\Gamma_{out}(E)}{(E - E_R)^2 + (\Gamma_{tot}/2)^2} \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) dE, \end{aligned} \quad (2.21)$$

其中， ω 是统计因子，

$$\omega = \frac{2J_R + 1}{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)}. \quad (2.22)$$

对于窄共振 ($\Gamma_{tot} \ll E_R$)， $\Gamma_{in}(E)$ ， $\Gamma_{out}(E)$ ， $\Gamma_{tot}(E)$ 和 $\exp(-\frac{E}{kT})$ 可以近似看作能量无关的，均取共振能量处的值。这样，这些量就可以拿到积分号外，

$$\begin{aligned} N_A < \sigma v > &= N_A (2\pi)^{1/2} \frac{\hbar^2}{(\mu kT)^{3/2}} \omega \Gamma_{in} \Gamma_{out} \exp \left(-\frac{E_R}{kT} \right) \\ &\quad \times \int_0^\infty \frac{dE}{(E - E_R)^2 + (\Gamma_{tot}/2)^2}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

显然，被积函数是一个特殊函数，可以通过置换 $x = a \tan y$ 来积出，

$$\int \frac{1}{x^2 + a^2} dx = \frac{1}{a} \arctan \frac{x}{a} + C. \quad (2.24)$$

通过积分，方程2.23可以化为

$$\begin{aligned} N_A < \sigma v > &= N_A (2\pi)^{1/2} \frac{\hbar^2}{(\mu kT)^{3/2}} \omega \Gamma_{in} \Gamma_{out} \exp \left(-\frac{E_R}{kT} \right) \\ &\quad \times \frac{2}{\Gamma_{tot}} \arctan \left. \frac{2(E - E_R)}{\Gamma_{tot}} \right|_0^\infty. \end{aligned} \quad (2.25)$$

由于窄共振 $\Gamma_{tot} \ll E_R$, $-2E_R/\Gamma_{tot}$ 可以近似为 $-\infty$, 化简处理后, 我们就得到了窄共振反应率的解析结果,

$$\begin{aligned} N_A < \sigma v > &= N_A \left(\frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{3/2} \hbar^2 \omega \gamma \exp \left(- \frac{E_R}{kT} \right) \\ &= 1.5394 \times 10^{11} (\mu T_9)^{-3/2} \omega \gamma \exp \left(- 11.605 \frac{E_R}{T_9} \right), \end{aligned} \quad (2.26)$$

该方程第二个等式中, 能级宽度 Γ 和共振能量 E_R 的单位均为MeV, 反应率 $N_A < \sigma v >$ 的单位是 $\text{cm}^3 \text{mol}^{-1} \text{s}^{-1}$ 。 $\omega \gamma$ 是共振强度,

$$\omega \gamma = \frac{2J_R + 1}{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)} \frac{\Gamma_{in} \Gamma_{out}}{\Gamma_{tot}}. \quad (2.27)$$

如前所述, 方程2.26仅适用于窄共振, 对于宽的共振反应, 需要用方程2.5、2.6或者2.9进行数值积分。这时, $\Gamma_{in}(E)$, $\Gamma_{out}(E)$, $\Gamma_{tot}(E)$ 和 $\exp(-\frac{E}{kT})$ 的能量相关性必须考虑。

带电粒子的分宽度, 比如 (p, γ) 反应中的质子宽度, 它的能量相关性为[4]

$$\Gamma_l(E) = \frac{2\hbar}{R_n} \left(\frac{2E}{\mu} \right)^{1/2} P_l(E, R_n) \theta_l^2, \quad (2.28)$$

其中, R_n 为炮弹与靶核的相互作用半径, 通常取为 $R_n = 1.3(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, A_1 和 A_2 分别是炮弹与靶核的质量数。 l 表示入射的分波, P_l 为库仑势垒穿透几率,

$$P_l(E, R_n) = \frac{1}{F_l^2(E, R_n) + G_l^2(E, R_n)}, \quad (2.29)$$

F_l 和 G_l 分别是正则和非正则库仑波函数。 θ_l^2 是约化宽度, 可以通过比较共振能 E_R 处与能量 E 处的分宽度值导出。此外, 方程2.28可以简化为[18]

$$\Gamma_l(E) = \Gamma_l(E_R) \frac{\exp[-(E_G/E)^{1/2}]}{\exp[-(E_G/E_R)^{1/2}]}, \quad (2.30)$$

$E_G = b^2$ 是Gamow能量, 可以通过方程2.10中 b 的平方值给出。

γ 分宽度与能量有如下关系,

$$\Gamma_\gamma(E) = \Gamma_\gamma(E_R) \frac{(Q + E)^{2L+1}}{(Q + E_R)^{2L+1}}, \quad (2.31)$$

其中, Q 是反应 Q 值, 对于 (p, γ) 反应, Q 等于末态核的单质子结合能。 L 是 γ 跃迁的多极性。 $\Gamma_l(E_R)$ 和 $\Gamma_\gamma(E_R)$ 也就是实验测量的分宽度。

3. 直接俘获反应和共振俘获反应的干涉

如果直接俘获和共振俘获的入射角动量和多极性相同，直接俘获和共振俘获会发生干涉。在这种情况下，总S因子为[19]

$$S_{tot} = S_{dc}(E) + S_{res}(E) \pm 2\sqrt{S_{dc}(E)S_{res}(E)} \cos \delta, \quad (2.32)$$

其中， δ 是相移，

$$\delta = \arctan \left[\frac{\Gamma_l(E)}{2(E - E_R)} \right]. \quad (2.33)$$

方程中的‘±’号由实验来确定，通常取‘+’号来得到S因子的上限。

2.2 实验研究方法综述

当前，国际上对于入射道涉及不稳定核的带电粒子辐射俘获反应的研究主要有两种实验方法，一是直接测量，二是间接测量。间接测量又包括库仑离解（Coulomb dissociation）法，渐进归一化系数（Asymptotic Normalization Coefficient）方法等。目前，国际上产生放射性束流的方法主要有两种，即在线同位素分离（ISOL）法和炮弹（PF）碎裂法，这两种方法各有其优缺点和适用范围。ISOL方法是利用中能的强流轻粒子轰击厚靶引起靶核散裂、裂变或碎裂，用在线同位素分离器选出所需放射性核束。它的主要优点是束流强度大、纯度高和能量分辨好，而且能量由后加速器决定，与产生放射性束的初始能量无关，缺点是分离时间长，因而难以提供寿命较短（几百毫秒以下）的放射性核束。PF法是利用中能或高能重离子束轰击薄靶引起弹核碎裂，用电磁装置收集放射性碎片并加以纯化，形成放射性束。它的主要优点是可以提供寿命较短的放射性核束，缺点是束流强度较低，纯度较差和动量分散大。因此，ISOL型设备既适用于核天体物理中的直接测量法，也适用于间接测量法。PF型设备仅适用于间接测量法。但是，在核结构研究方面，它适用于极端远离 β 稳定线核的研究，这一点是ISOL型设备难以企及的。

目前国际上主要发达国家正在或计划建造新一代放射性离子束装置，以便在本世纪继续保持领先地位，例如日本理化所的放射性离子束工厂、德国GSI的冷却储存环和慕尼黑高通量反应堆上的裂变产物加速器，加拿大TRIUMF的ISAC装置和美国的稀有同位素加速器等。

我国政府对放射性离子束科学的发展相当重视，中国原子能科学研究院

于1993年在北京HI-13串列加速器上建成了一个有特色的低能放射性离子束实验装置(GIRAFFE) [20, 21], 产生了品质较好的⁶He, ⁷Be, ⁸Li, ¹¹C, ¹³N, ¹⁵O和¹⁷F等次级束, 率先在国内利用放射性离子束开展了物理实验并取得了一些重要成果。兰州重离子加速器国家实验室于1997年建成了具有国际先进水平的中能放射性次级束流线(RIBLL), 该束流线采用了PF方法, 建成后进行了若干重要实验。目前, 兰州重离子冷却储存环(CSR)工程正接近完工。北京HI-13串列加速器升级工程(BRIF)也已经动工建设, 即将于2010年完工, 它采用ISOL方法, 可以提供与RIBLL在能区和品种方面互补的放射性离子束。

2.2.1 直接测量

直接测量是最可靠的方法, 包括两种方式: 一种是直接测量目标反应 $A(a, \gamma)B$ 的反应产物 γ 和 B , 分为单举测量和符合测量, 或者测量它的逆反应 $B(\gamma, a)A$; 第二种是测量反应产物 B 的衰变。在天体物理感兴趣的低能区, 带电粒子诱发的反应截面极低, 而且放射性束的流强比稳定束的流强要低几个数量级, 一般说来, 直接测量难度较大。此类实验不仅需要较多的束流时间, 还要求发展高效、完善的分离和探测技术来改善效应本底比。

入射道涉及放射性束流的第一个直接测量实验是高温CNO循环中的重要反应¹³N(p, γ)¹⁴O, 该研究于1991年在比利时Louvain-la-Neuve实验室完成[22]。¹³N束流的能量为8.2 MeV, 强度约为 3×10^8 pps, 纯度好于99%。通过 γ 射线单举测量, 该工作给出¹³N(p, γ)¹⁴O反应中第一个共振(1^- , 5.173 MeV)的 γ 分宽度为 $\Gamma_\gamma = 3.8 \pm 1.2$ eV。

2003年, 加拿大TRIUMF实验室建成了DRAGON(Detector of Recoils And Gammas Of Nuclear reactions)谱仪[23]。该谱仪主要包括四部分: 无窗气体靶, BGO γ 探测器阵列, 电磁质量分离器, 反冲核探测器。 γ 射线与反冲核的符合测量能够有效改善效应本底比。目前, 利用DRAGON谱仪已经成功地完成了三个辐射俘获反应的直接测量, 包括高温NeNa循环中的重要反应²¹Na(p, γ)²²Mg[24], rp过程中的重要反应²⁶Al(p, γ)²⁷Si[25], 以及恒星氦燃烧阶段的关键反应¹²C(α, γ)¹⁶O[26]。

测量逆反应 $B(\gamma, a)A$ 也是一种重要的直接测量方法。由于光子束流强度较低($\sim 10^5$ 光子/秒), 目前这类实验极少。一个成功的例证是日本Konan大学 $\alpha(\alpha n, \gamma)^9\text{Be}$ 反应的测量[27]。该工作利用激光诱发康普顿背散射光源(Laser-

induced Compton backscattered photon source) 提供的光子束流, 测量了 $^9\text{Be}(\gamma, n)\alpha\alpha$ 的反应截面, 导出了 $1/2^+$, $5/2^-$ 和 $5/2^+$ 三个态的共振参数。我国正在建造的上海光源工程SSRF (Shanghai Synchrotron Radiation Facility) 计划于2008年4月-2009年4月进行调束与试运行。届时, 该工程将为我国的核天体物理研究提供一个新的平台。

测量 $A(a, \gamma)B$ 反应中余核 B 的衰变是第二种直接测量方法。1994年, 比利时Louvain-la-Neuve实验室通过探测 $^{19}\text{Ne}(p, \gamma)^{20}\text{Na}_{\text{g.s.}}(\beta^+\nu)^{20}\text{Ne}_{7,424}^*(\alpha)^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}$ 中放出的 α 粒子, 测量了爆发性氢燃烧中重要反应 $^{19}\text{Ne}(p, \gamma)^{20}\text{Na}$ 的第一条共振, 给出其 γ 分宽度的上限是18meV[28]。1996年, 该实验室通过相同的方法测量了第二、第三和第四条共振, 并导出了 $^{19}\text{Ne}(p, \gamma)^{20}\text{Na}$ 的天体物理反应率[29]。

2.2.2 间接测量

辐射俘获反应的间接测量主要包括弹性共振散射测量, 库仑离解法和渐进归一化系数 (Asymptotic Normalization Coefficient, 简称ANC) 等方法。

1. 弹性共振散射测量

辐射俘获反应 $A(a, \gamma)B$ 的研究可以借助于弹性共振散射反应 $a(A, a)A$ 激发函数的测量。通过弹性共振散射激发函数的分析可以得到激发能、自旋宇称和能级宽度等 $A(a, \gamma)B$ 反应共振参数的信息。根据反应靶厚度的不同, 该方法又分为薄靶实验和厚靶实验。薄靶实验中, 通过改变束流能量来测得激发函数。厚靶实验中, 与反应靶中不同深度的靶核发生反应的炮弹能量不相同, 因此, 激发函数可以通过单一束流能量来测得。

薄靶实验的一个典型例子是美国橡树岭 (Oak Ridge) 实验室的 $^1\text{H}(^{17}\text{F}, p)$ ^{17}F 弹性共振散射测量[30]。该工作发现了 $^{17}\text{F}(p, \gamma)^{18}\text{Ne}$ 反应中一个新的共振态, 给出了该态的激发能、自旋宇称和能级宽度, 并根据新实验数据导出了 $^{17}\text{F}(p, \gamma)^{18}\text{Ne}$ 天体物理反应率。

厚靶实验的一个例子是 $^1\text{H}(^{21}\text{Na}, p)^{21}\text{Na}$ 弹性共振散射测量, 该工作在加拿大TRIUMF实验室的TUDA谱仪上完成[31]。日本东京大学核研究中心 (CNS) 也利用厚靶方法测量了弹性共振散射 $^1\text{H}(^{11}\text{C}, p)^{11}\text{C}$ 的激发函数[32]。此外, 中国原子能科学研究院也已经开展了相关工作。2006年, 在HI-13串列加速器的次级束流线上利用能量为57.0MeV的 ^{17}F 束流作了弹性共振散射反应的试测量[33]。2007年, 测量了弹性共振散射 $^1\text{H}(^{13}\text{N}, p)^{13}\text{N}$ 的激发函数[34]。

2. 库仑离解法

如2.2.1节所述,为了研究辐射俘获反应 $A(a,\gamma)B$,可以测量实光子束流诱发的逆反应 $B(\gamma,a)A$,这是一种直接测量方法。用余核 B 轰击原子序数高的重核(比如 ^{208}Pb),在重核提供的虚光子场中, B 核被库仑激发到非束缚态,然后衰变成 $a+A$,也就是 $^{208}\text{Pb}(B,a)A$ ^{208}Pb 反应。该过程可以看作是虚光子的吸收过程,即 $B(\gamma,a)A$ 反应。因此,辐射俘获反应的截面可以通过离解产额来导出,这就是所谓的库仑离解方法。该方法最初由Baur及其合作者提出[35, 36]。由于重核提供的虚光子数目较多以及相因子的影响,库仑离解过程要比辐射俘获过程截面大很多,这样就克服了辐射俘获反应截面小、难以测量的难点。天体物理能区的辐射俘获反应主要通过E1跃迁进行,而库仑离解过程中混杂了E1、E2以及M1过程的贡献。因此,该方法的要点和难点就是:如何从实验上减小E2和M1过程的贡献,数据分析中有效扣除这两个过程的影响。

$^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ 反应是库仑离解方法第一次应用于放射性核诱发的辐射俘获研究[37]。该工作在日本理化研究所完成,给出的 $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ 反应中第一个共振(1^- , 5.173 MeV)的 γ 分宽度为 $\Gamma_\gamma = 3.1 \pm 0.6$ eV。该结果与比利时Louvain-la-Neuve实验室的直接测量实验[22]给出的结果符合的很好。

3. ANC方法

直接辐射俘获反应 $A(a,\gamma)B$ 的截面由两个因素决定,一个是入射粒子的入射波函数,另一个是炮弹、靶核和反应剩余核束缚态的叠积波函数($B|A+a$)。在天体物理感兴趣的低能区,由于库仑势垒的影响,辐射俘获反应主要发生在 A 核外尾部区域。因此,低能直接俘获反应截面只敏感于叠积波函数的核外部分,核内部分的贡献可以忽略。渐进归一化系数(ANC)是叠积波函数核外部分单粒子成分的归一因子。确定了ANC,就可以确定叠积波函数的核外部分,进而可以导出直接辐射俘获反应的截面。

ANC可以通过测量粒子转移反应的角分布,并利用扭曲波波恩近似(Distorted Wave Born Approximation,简称DWBA)分析来导出。比如质子ANC能够通过测量质子转移反应来获得,如 (d,n) 、 $(^3\text{He},d)$ 、 $(^{14}\text{N},^{13}\text{C})$ 或者 $(^{10}\text{B},^9\text{Be})$ 等反应,进而可以导出 (p,γ) 反应的直接俘获截面。该方法于1994年由美国德克萨斯(Texas)大学Xu等人提出[38]。1996年,中国原子能科学研究院柳卫平、白希祥等人首次实验上应用于太阳中微子相关的 $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ 反应的研究[39]。2003年,中国原子能科学研究院林承键、张焕乔和刘祖华等人使用ANC方法首次给出了 $^{11}\text{B}(n,\gamma)^{12}\text{B}$ 反应低能的直接俘获截面[40]。近年来,该

方法已经广泛应用于一系列天体物理重要反应的研究[41, 42, 43, 44]。

除了转移反应，单粒子破裂反应也可以用于测量ANC。美国密西根州立大学(Michigan State University)和德克萨斯大学分别通过⁹C和⁸B在不同反应靶上的破裂反应导出了⁹C和⁸B虚衰变的ANC或单粒子谱因子，进而研究了⁸B(p, γ)⁹C和⁷Be(p, γ)⁸B反应[45, 46]。这类型的实验也可以在兰州中能放射性次级束流线RIBLL上实施。

此外，某个核的质子ANC和质子宽度与其镜像核中子ANC的关系可以根据镜像核电荷对称性确定。因此，可以通过测量中子转移反应来得出质子ANC以及质子宽度，进而可以导出(p, γ)反应的截面。本工作中就使用了这种方法，详见第3.1节。

4. 研究共振参数的其它方法

根据Breit-Wigner单能级公式2.20，共振参数包括能级的自旋宇称、共振能(激发能减去单核子结合能)、能级总宽度以及入射道与出射道的分宽度，总宽度等于所有道的分宽度之和。就(p, γ)反应而言，入射道与出射道的分宽度就是质子宽度与 γ 宽度。不同的实验方法可以测得不同的共振参数。如前所述，通过测量弹性共振散射反应可以得到激发能、自旋宇称和能级总宽度这些共振参数；库仑离解法可以测量 γ 宽度。接下来通过具体反应来简单介绍一下测量共振参数的其它方法。

转移反应

1989年，美国华盛顿大学通过测量¹²C(³He, n)¹⁴O反应确定了¹⁴O第一激发态 γ 射线分支比，即 γ 宽度与总宽度的比例[47]。结果与比利时Louvain-la-Neuve实验室的直接测量实验[22]以及日本理化学研究所库仑离解实验[37]给出的结果在误差范围较为符合。

1994年，Kubono等人通过测量²⁴Mg(p, d)²³Mg反应研究了²²Na(p, γ)²³Mg反应，发现了²³Mg中激发能为7.643MeV的一条新能级，可能的自旋宇称为 $J^\pi = (3/2, 5/2)^+$ [48]。由于该能级激发能仅比质子发射阈高65keV，所以其质子宽度可能远小于 γ 宽度，这种情况下，²²Na(p, γ)²³Mg共振反应率主要取决于质子宽度。1995年，Schmidt等人测量了质子转移反应²²Na(³He, d)²³Mg的角分布，通过DWBA分析给出该能级的质子宽度为 $\Gamma_p = 2 \times 10^{-8}$ meV[49]。

2001年，密西根州立大学测量了²⁴Mg(⁷Li, ⁸He)²³Al和²⁸Si(⁷Li, ⁸He)²⁷P反应，第一次观测到了²³Al和²⁷P的第一激发态，确定了²²Mg(p, γ)²³Al和²⁶Si(p, γ)²⁷P反应中第一个共振的位置，并导出了它们的天体物理反应率[50]。

2002年，美国橡树岭实验室测量了 $^{28}\text{Si}(p,t)^{26}\text{Si}$ 反应的角分布，观测到了 ^{26}Si 的21条能级，其中包括激发能为7.019 MeV的一条新能级，并通过DWBA分析第一次给出了高于质子发射阈的几个态的自旋宇称[51]。

电荷交换反应

1993年，耶鲁大学通过测量 $^{14}\text{N}(p,n)^{14}\text{O}$ 反应确定了 ^{14}O 第一激发态 γ 射线分支比[52]，结果与比利时Louvain-la-Neuve实验室的直接测量实验[22]以及日本理化学研究所库仑离解实验[37]给出的结果在 2σ 置信度范围内是一致的。

2007年，美国Notre Dame大学通过测量 $^{19}\text{F}({}^3\text{He},t)^{19}\text{Ne}$ 反应中发射的 α 粒子确定了 $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$ 反应中 α 发射阈以上几条共振能级的 α 分支比，第一次从实验上导出了 $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$ 的天体物理反应率[53]。

熔合蒸发反应

2004年，美国阿贡(Argonne)国家实验室测量了熔合蒸发反应 $^{12}\text{C}({}^{12}\text{C},n)^{23}\text{Mg}$ ，观测到了 ^{23}Mg 质子发射阈以上8条能级，其中包括一条新能级，并给出了这些能级的自旋宇称等参数，导出了 $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$ 的天体物理反应率[54]。

2005年，Argonne实验室测量了熔合蒸发反应 $^{12}\text{C}({}^{12}\text{C},2n)^{22}\text{Mg}$ ，发现 ^{22}Mg 一些能级的激发能与以前的研究结果不同，并精确给出了 ^{22}Mg 的质量盈余，这些结果有助于更准确地获得 $^{21}\text{Na}(p,\gamma)^{22}\text{Mg}$ 的天体物理反应率[55]。

小结

总而言之，这些研究共振参数的方法都是测量辐射俘获反应余核的谱学信息，比如激发能、自旋宇称和能级宽度，进而通过这些实验结果来间接地研究辐射俘获反应。

在中国原子能科学研究院也可以开展类似的实验工作。比如，利用HI-13串列加速器可以开展转移反应(p,d)、(p,t)、(${}^3\text{He},n$)和(${}^7\text{Li},{}^8\text{He}$)或者电荷交换反应(p,n)和(${}^3\text{He},t$)的测量。此外，可以利用在束 γ 谱仪测量熔合蒸发(单中子或多中子)反应。

第三章 若干不稳定核天体物理(p, γ)反应的研究

本论文将采用结合镜像核电荷对称性的ANC方法研究恒星演化进程中氢燃烧阶段的 $^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$ 、 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 、 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 和 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 四个重要反应。该方法与常规的ANC方法不完全相同。因为四个反应的研究都采用了这种方法，所以将在下节中统一介绍该方法，研究每个反应的具体章节中不再赘述。

具体来说，将通过 $^8\text{Li}(d, p)^9\text{Li}$ 、 $^{11}\text{B}(d, p)^{12}\text{B}$ 、 $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}$ 和 $^{26}\text{Mg}(d, p)^{27}\text{Mg}$ 四个中子转移反应来间接研究上述四个(p, γ)辐射俘获反应。其中， $^8\text{Li}(d, p)^9\text{Li}$ 反应中 ^8Li 是放射性核，因此，该反应角分布的测量利用北京HI-13串列加速器次级束流线GIRAFFE提供的 ^8Li 束流来完成，是国际上首次测量。其余三个(d, p)反应中的 ^{11}B 、 ^{13}C 和 ^{26}Mg 都是稳定核，在分析中我们采用了已有的角分布数据。比如， $^{11}\text{B}(d, p)^{12}\text{B}$ 反应中基态和第二激发态的角分布数据采用了中国原子能科学研究院刘祖华、林承键和张焕乔等人2001年利用Q3D高精度磁谱仪的测量结果[56]。

3.1 结合电荷对称性的ANC方法

3.1.1 方法概述

镜像核是质量数相等的两个核，交换其中一个核的质子数与中子数就得到另外一个核。由于核力与电荷近似无关，所以一对镜像核的两条对应能级的结构具有相似性[17]。假设B核与D核互为镜像核，那么我们就可以通过研究更容易测量的B核来间接地得到目标核D的信息。以研究 $\text{C}(p, \gamma)\text{D}$ 反应为例来说，常规的ANC方法中需要测量质子转移反应，比如 $\text{C}(d, n)\text{D}$ 反应，然后通过DWBA分析导出D核虚衰变的质子ANC，进而可以得出 $\text{C}(p, \gamma)\text{D}$ 反应直接俘获的天体物理S因子和反应率。结合镜像核电荷对称性的ANC方法中测量的是镜像核中子转移反应，比如 $\text{A}(d, p)\text{B}$ 反应，通过DWBA分析导出B核虚衰变的中子ANC，然后利用镜像核电荷对称性导出D核虚衰变的质子ANC以及质子宽度，进而可以得出 $\text{C}(p, \gamma)\text{D}$ 反应的天体物理S因子和反应率。

本方法有两个特点：(1) 能够更充分利用HI-13串列加速器次级束流

线GIRAFFE上已有次级束流，拓宽其实验研究范围；(2) 能够间接得出仍无实验数据的质子辐射俘获反应截面或减小其不确定性。以我们的两个目标反应 $^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$ 和 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 为例。研究 $^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$ 反应需要 ^8B 束流，目前GIRAFFE还没有产生 ^8B 束流，但是已经产生了纯度较高、品质较好的 ^8Li 束流。 ^8B 和 ^8Li 是镜像核，可以通过测量中子转移反应 $^8\text{Li}(d, p)^9\text{Li}$ 的角分布来间接地研究 $^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$ 反应。因此，在现有束流的基础上，利用该方法可以拓宽GIRAFFE的实验研究范围。同样也可以利用该方法通过分析已有的 $^{26}\text{Mg}(d, p)^{27}\text{Mg}$ 反应的角分布来间接研究 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应。由于稳定束的强度要远远大于不稳定束的强度，因此可以大大减小结果的统计误差。此外，本文利用此方法第一次实验上给出了该反应中的直接俘获贡献。

值得一提的是，本方法既可以得到辐射俘获反应的直接贡献，也可以得到共振贡献的部分信息，即质子宽度。

接下来按照分析数据的顺序来介绍结合电荷对称性的ANC方法，分析的过程和顺序示于图3.1。首先对实验测量的中子转移反应 $A(d, p)B$ 的角分布进行DWBA或者其它理论分析，导出虚衰变 $B \rightarrow A + n$ 的中子ANC，然后根据镜像核的电荷对称性得出虚衰变 $D \rightarrow C + p$ 的质子ANC与D核共振态的质子宽度，最后通过辐射俘获理论和Breit-Wigner单能级公式给出 $C(p, \gamma)D$ 反应的直接俘获和共振俘获的天体物理S因子和反应率。关于ANC、单粒子ANC、谱因子和单粒子谱因子的定义将在第3.1.4节给出并讨论。

3.1.2 转移反应与中子ANC

对于周边转移反应 $A(d, p)B$ ，ANC可以通过DWBA或其它理论拟合实验测量的角分布得出，方程如下：

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{exp}} = \sum_{j_i j_f} (C_{l_i j_i}^d)^2 (C_{l_f j_f}^B)^2 R_{l_i j_i l_f j_f}, \quad (3.1)$$

其中 $R_{l_i j_i l_f j_f}$ 可以通过DWBA理论来计算，

$$R_{l_i j_i l_f j_f} = \frac{\sigma_{l_i j_i l_f j_f}^{\text{DW}}}{(b_{l_i j_i}^d)^2 (b_{l_f j_f}^B)^2}, \quad (3.2)$$

式中， l_i 、 j_i 和 l_f 、 j_f 分别代表初态核 d 与末态核 B 中转移中子的轨道角动量和总角动量； $C_{l_i j_i}^d$ 和 $C_{l_f j_f}^B$ 分别是虚衰变 $d \rightarrow p + n$ 和 $B \rightarrow A + n$ 的ANC； $\sigma_{l_i j_i l_f j_f}^{\text{DW}}$ 是DWBA



图 3.1: 结合电荷对称性的 ANC 方法中处理和分析数据的过程示意图。

理论计算的微分截面; $b_{l_i j_i}^d$ 与 $b_{l_f j_f}^B$ 分别指 d 核与 B 核中束缚态中子的单粒子 ANC。对于周边反应, $R_{l_i j_i l_f j_f}$ 是模型无关的, 因此 ANC 的抽取也是模型无关的, 不依赖于束缚态相互作用势的几何参数 (半径 r_0 , 弥散 a)。

3.1.3 镜像核电荷对称性与质子 ANC 和质子宽度

如果 B 和 D , A 和 C 分别互为镜像核, 那么虚衰变 $D \rightarrow C + p$ 的质子 ANC 可以从其镜像核虚衰变 $B \rightarrow A + n$ 的中子 ANC 导出,

$$(C_{l_f j_f}^D)^2 = R(C_{l_f j_f}^B)^2, \quad (3.3)$$

其中, R 表示根据镜像核电荷对称性得到的中子、质子 ANC 之间的关系, 它可以通过下式计算得出 [57, 58],

$$R = \left| \frac{F_l(i k_p R_N)}{k_p R_N j_l(i k_n R_N)} \right|^2, \quad (3.4)$$

式中, F_l 和 j_l 分别是正则库仑波函数和球贝塞尔函数, R_N 为核半径。 k_p 和 k_n 是波数, 可以分别通过质子结合能和中子结合能得出,

$$k_{p(n)} = \left(\frac{2\mu\varepsilon_{p(n)}}{\hbar^2} \right)^{1/2}. \quad (3.5)$$

由于镜像核之间的单粒子谱因子近似相等，基于单粒子谱因子和ANC的关系 $C_{p(n)} = \sqrt{S_{p(n)}} b_{p(n)}$, R 也可由下式计算得出，

$$R = \frac{(b_{l_f j_f}^D)^2}{(b_{l_f j_f}^B)^2}, \quad (3.6)$$

其中， b 是单粒子ANC。在计算过程中，必须使用相同的几何参数 r_0 和 a ，相同的自旋轨道相互作用，通过符合B核或D核的中子或质子结合能来调节势阱深度。

核的中子ANC与其镜像核共振态质子宽度的关系可用下式确定，

$$\Gamma_p = R^{res} (C_{l_f j_f}^B)^2, \quad (3.7)$$

其中， R^{res} 代表根据镜像核电荷对称性得到的B核虚衰变的中子ANC与D核共振态的质子宽度之间的关系，它可以通过下式计算得出[57, 59]，

$$R^{res} = \frac{\hbar^2 k_p}{\mu} \left| \frac{F_l(k_p R_N)}{k_p R_N j_l(i k_n R_N)} \right|^2. \quad (3.8)$$

同样，基于镜像核单粒子谱因子近似相等的假设， R^{res} 也可用如下关系计算，

$$R^{res} = \frac{\Gamma_p^{s.p.}}{(b_{l_f j_f}^B)^2}, \quad (3.9)$$

其中， $\Gamma_p^{s.p.}$ 是单粒子宽度。

在整个论文工作中，镜像核中子质子ANC的比例关系取方程3.4和3.6两种计算方法的平均值，它们的差别作为误差的一项给入质子ANC结果的总误差中。同样，中子ANC与质子宽度的比例关系取方程3.8和3.9两种计算方法的平均值，它们的差别作为误差的一项也给入质子宽度的总误差中。

3.1.4 (p, γ) 反应天体物理S因子和反应率

通过对实验测量的中子转移反应角分布的DWBA分析，进而结合镜像核的电荷对称性，我们可以得到D核虚衰变的质子ANC与共振态的质子宽度。质子ANC用于导出 (p, γ) 反应中的直接俘获贡献，质子宽度用于导出其中的共振俘获贡献。共振俘获截面可以通过Breit-Wigner单能级公式2.20导出。接下来主要讨论如何从质子ANC导出直接俘获截面。

直接俘获反应C(p, γ)D的截面由四个波函数决定：入射粒子的入射波函数，入射粒子的束缚态波函数，靶核的束缚态波函数和反应剩余核的束缚态波函数，

$$\sigma = \lambda |M|^2, \quad (3.10)$$

其中， λ 是运动学因子，反应振幅 M 用上述四个波函数来表示，

$$M = \langle \phi_D(\xi_C, \xi_p, \vec{r}) | \hat{O}(\vec{r}) | \phi_C(\xi_C) \phi_p(\xi_p) \psi_{\vec{k}_i}^{(+)}(\vec{r}) \rangle, \quad (3.11)$$

其中， ϕ_i 和 ξ_i 分别是原子核*i*的束缚态波函数和内秉坐标， \vec{r} 为C核和质子的相对坐标。 $\hat{O}(\vec{r})$ 是电磁跃迁算符， $\psi_{\vec{k}_i}^{(+)}(\vec{r})$ 为入射波函数。需要注意的是，方程3.11只适用于周边俘获反应。如果俘获反应不是周边的，反应振幅 M 的表述将更为复杂，这时不能只简单考虑两体近似，而必须考虑靶核中核子的自由度。此外，入射的质子与靶核中核子的反对称(antisymmetrization)效应也必须考虑[60]。

然后，我们引入叠积波函数的定义，即D、C与 p 三个束缚态波函数的叠积，

$$\begin{aligned} I_{Cp}^D(\vec{r}) &= \langle \phi_C(\xi_C) \phi_p(\xi_p) | \phi_D(\xi_C, \xi_p, \vec{r}) \rangle \\ &= \sum_{lm_l j m_j} \langle J_C M_C j m_j | J_D M_D \rangle \langle J_p M_p l m_l | j m_j \rangle i^l Y_{lm_l}(\hat{\vec{r}}) I_{Cp}^D(r), \end{aligned} \quad (3.12)$$

其中， l 和 m_l 分别是D核束缚态中C核与质子相对运动的轨道角动量和它的投影； j 和 m_j 分别是D核束缚态中质子的总角动量及它的投影； J_i 和 M_i 分别为原子核*i*的自旋及投影； $\langle j_1 m_1 j_2 m_2 | j_3 m_3 \rangle$ 是Clebsch-Gordan系数； $Y_{lm_l}(\hat{\vec{r}})$ 是球谐函数， $\hat{\vec{r}} = \vec{r}/r$ ； $I_{Cp}^D(r)$ 为叠积波函数的径向部分。 $I_{Cp}^D(r)$ 描述的是束缚态D($=C+p$)的波函数 ϕ_D 投影到 $\phi_C \phi_p$ 两体道上的叠积波函数，这种投影表达了D $\rightarrow C+p$ 的过程。 $I_{Cp}^D(r)$ 并不是束缚态D的本征波函数，因此不是归一的，它的归一因子就定义为该束缚态的谱因子。

$$S_{l_f j_f}^D = \int [I_{Cp}^D(\vec{r})]^2 d\vec{r}. \quad (3.13)$$

定义了叠积波函数，反应振幅可以表示为

$$M = \langle I_{Cp}^D(\vec{r}) | \hat{O}(\vec{r}) | \psi_{\vec{k}_i}^{(+)}(\vec{r}) \rangle. \quad (3.14)$$

可以看出，计算直接俘获反应截面就归结为计算两个波函数，即入射波函数 $\psi_{\vec{k}_i}^{(+)}(\vec{r})$ 和径向叠积波函数 $I_{Cp}^D(r)$ 。入射波函数可以通过DWBA理论给出，在带电粒子入射的情况下，通常近似为库仑波函数，这将进一步简化计算过程。接下来讨论叠积波函数的计算。叠积波函数在核外有如下渐进行为，

$$I_{Cp}^D(r) = C_{l_f j_f}^D W_{-\eta, l+1/2}(2k_B r)/r, \quad r \geq R_N \quad (3.15)$$

R_N 是入射粒子（质子）与靶核的相互作用半径。 $W_{-\eta, l+1/2}(2k_B r)$ 是Whittaker函数， η 是束缚态的库仑参数， k_B 是束缚态的波数。

在单粒子模型中，径向叠积波函数可以用单粒子叠积函数 $I_{Cp}^{D(sp)}(r)$ 来近似[60]，

$$I_{Cp}^D(r) \approx I_{Cp}^{D(sp)}(r) = [S_{l_f j_f}^{D(sp)}]^{1/2} \phi_{l_f j_f}(r), \quad (3.16)$$

其中， $\phi_{l_f j_f}(r)$ 是归一化的径向单粒子束缚态波函数， $S_{l_f j_f}^{D(sp)}$ 是相应的归一化因子，即束缚态D的单粒子谱因子。因为单粒子束缚态波函数是通过单粒子Schrödinger方程解出，而严格解叠积波函数则涉及到多体问题，所以方程3.13定义的谱因子 $S_{l_f j_f}^D$ 和单粒子谱因子 $S_{l_f j_f}^{D(sp)}$ 不完全相同。只有当叠积波函数和单粒子束缚态波函数在核内和核外都有非常相似的径向行为时，二者才近似相等。在本论文中，以后不再涉及方程3.13定义的谱因子，提及的谱因子均为单粒子谱因子。

方程3.15给出了径向叠积波函数在核外的渐进行为，径向单粒子束缚态波函数在核外也有类似渐进行为，

$$\phi_{l_f j_f}(r) = b_{l_f j_f}^D W_{-\eta, l+1/2}(2k_B r)/r, \quad r \geq R_N \quad (3.17)$$

$b_{l_f j_f}^D$ 是D核的单粒子ANC。比较方程3.15、3.16和3.17就可以得到ANC与单粒子谱因子之间的关系，

$$C_{l_f j_f}^D = [S_{l_f j_f}^{D(sp)}]^{1/2} b_{l_f j_f}^D. \quad (3.18)$$

在通过单粒子Schrödinger方程解单粒子束缚态波函数的过程中，调节相互作用势的深度以再现实验的结合能。可以看出，这种计算是模型相关的。 $S_{l_f j_f}^{D(sp)}$ 和 $b_{l_f j_f}^D$ 依赖于相互作用势的几何形状、半径 r_0 以及弥散 a 等参数。但是，它们对相互作用势的依赖性是相反的。也就是说，如果 $S_{l_f j_f}^{D(sp)}$ 随着势的变化增大，那么 $b_{l_f j_f}^D$ 则减小，反之亦然。因此，从方程3.18可以看出， $C_{l_f j_f}^D$ 对势的变化非常不敏感，即ANC具有模型无关性的优点，其物理条件是周边反应的假设近

似成立。因此，使用ANC方法需要先验证转移反应的周边性，这一点可以通过从转移反应导出的ANC具有模型无关性来验证。

接下来继续讨论如何从ANC导出直接俘获反应的截面。对于周边反应，波函数的核外 ($r > R_N$) 部分对反应截面贡献最大。因此，方程3.14中的积分只需从 R_N 开始。由方程3.15可知，径向叠积波函数在核外等于ANC与Whittaker函数的乘积。因为库仑波函数和Whittaker函数是已知的，所以在计算反应截面的过程中，唯一的未知量就是ANC。因此，只要实验上确定了ANC，我们就可以导出直接俘获反应的截面。一般说来， $E1$ 跃迁在直接俘获反应中占主要贡献，其它跃迁过程的贡献可以忽略不计。经过化简推导后， $E1$ 跃迁直接辐射俘获反应的截面可以参数化为如下方程，

$$\begin{aligned} \sigma = & \frac{16\pi}{3} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^3 \frac{1}{\hbar v} \frac{e^2}{k^2} \frac{(2J_f + 1)}{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)} \left(\frac{Z_1 M_2 - Z_2 M_1}{M_1 + M_2} \right)^2 \frac{\max(l_1, l_2)}{2l_2 + 1} \\ & \times (C_{l_f j_f}^D)^2 \left| \int_{R_N}^{\infty} r dr F_{lj}(kr) W_{-\eta, l+1/2}(2k_B r) \right|^2, \end{aligned} \quad (3.19)$$

式中， E_γ 是 γ 射线能量， v 是靶核C与炮弹p的相对速度， J_1 、 J_2 和 J_f 分别为质子、C和反应剩余核D的自旋。 Z_1 、 Z_2 和 M_1 、 M_2 分别是质子、靶核C的电荷数和质量。 l_1 为入射的质子与靶核C之间的相对运动轨道角动量， l_2 为质子在余核D束缚态中的轨道角动量。 $F_{lj}(kr)$ 是正则库仑波函数， $k = \sqrt{2\mu E_{cm}}/\hbar$ 是入射波波数。

根据方程3.19和Breit-Wigner单能级公式2.20，我们可以分别得到直接俘获反应和共振俘获反应的截面，进而利用方程2.7能够导出它们的天体物理S因子。如果直接俘获和共振俘获发生干涉，总的天体物理S因子可以通过方程2.32获得。

直接俘获和宽共振俘获以及它们之间干涉的反应率通过方程2.5、2.6或者2.9作数值积分得出，窄共振的反应率通过方程2.26来获得。

3.1.5 方法验证

ANC方法作为一种间接的实验方法，它的可靠性非常值得关注，也就是说ANC方法给出的结果在多大程度上可以信赖。实际上这一点不难验证。一些稳定核的辐射俘获反应截面有直接测量的结果，我们可以通过ANC方法

来研究这个反应，然后比较ANC方法得出的结果与直接测量的数据，很容易就可以看出ANC方法的结果在多大程度上是可靠的。美国德克萨斯大学通过 $^{16}\text{O}(^{3}\text{He}, d)^{17}\text{F}$ 质子转移反应导出了 $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ 反应直接俘获的天体物理S因子，并通过与直接测量实验结果的比较验证了常规的ANC方法[61]。

本节中我们利用 $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ 反应直接测量的天体物理S因子对结合镜像核电荷对称性的ANC方法作了验证。具体来说，我们分析了 $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$ 反应布居 ^{17}O 基态和第一激发态角分布的数据[62]，分别导出了 ^{17}O 基态和第一激发态虚衰变的中子ANC，然后根据镜像核电荷对称性导出了 ^{17}F 基态和第一激发态虚衰变的质子ANC，最后给出了 $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ 反应布居 ^{17}F 基态和第一激发态天体物理低能区的激发函数，即天体物理S因子随能量的变化关系。

1. ^{17}O 的中子ANC

对于周边转移反应，ANC可以通过比较实验测量的角分布和DWBA理论计算的结果（即方程3.1）得出。在本节的计算中，我们使用了PTOLEMY程序[63, 64]。计算中使用的光学势参数列于表3.1， $D1$ 和 $D2$ 代表两套 $d+^{16}\text{O}$ 入射道光学势参数。第一套入射道光学势参数 $D1$ 通过拟合 $d+^{16}\text{O}$ 弹性散射角分布得出[65]。为了考虑入射道中 d 的破裂效应，我们使用了Johnson-Soper绝热近似（adiabatic approximation）方法[66]来计算第二套入射道的光学势参数 $D2$ 。 $P1$ 和 $P2$ 代表两套 $p+^{17}\text{O}_{\text{g.s.}}$ 出射道光学势参数， $P3$ 和 $P4$ 代表两套 $p+^{17}\text{O}_{0.871}$ 出射道光学势参数，它们分别取自参考文献[67, 68]。

为了验证目前能量下 $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$ 反应的周边性，我们使用一套光学势参数计算了 ^{17}O 基态和第一激发态虚衰变的ANC与谱因子随单粒子ANC的变化。在计算中，通过调节Woods-Saxon势的几何参数（半径 r_0 ，弥散 a ）来获得不同的单粒子ANC值。计算结果示于图3.2和3.3，可以看出，谱因子随单粒子ANC的变化非常剧烈，而ANC几乎保持不变。这就表明，在目前能量下 $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$ 反应由周边过程支配。

接着我们使用 $D1$ 、 $D2$ 和 $P1$ 、 $P2$ 四套光学势组合计算了 $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}_{\text{g.s.}}$ 反应的角分布，使用 $D1$ 、 $D2$ 和 $P3$ 、 $P4$ 四套光学势组合计算了 $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}_{0.871}$ 反应的角分布，分别示于图3.4和图3.5。实验角分布与理论结果的比较通常取角分布峰值处或者临近几点数据，在本验证工作中均取三点数据。通过方程3.1可以导出虚衰变 $^{17}\text{O}_{\text{g.s.}} \rightarrow n + ^{16}\text{O}$ 和 $^{17}\text{O}_{0.871} \rightarrow n + ^{16}\text{O}$ 的中子ANC，结果列于表3.2。对于虚衰变 $^{17}\text{O}_{\text{g.s.}} \rightarrow n + ^{16}\text{O}$ ，中子ANC的平方值为 $0.82 \pm 0.11\text{fm}^{-1}$ ，误差主要来自统计误差（3%）和光学势的不确定性（12%）。对于虚衰变 $^{17}\text{O}_{0.871} \rightarrow n + ^{16}\text{O}$ ，中

表 3.1: $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$ 反应角分布计算中使用的光学势参数。其中, V 和 W 的单位为 MeV, r 和 a 的单位为 fm。 D 代表入射道, P 代表出射道。

Set	$D1$ [65]	$D2$ [66]	$P1$ [67]	$P2$ [68]	$P3$ [67]	$P4$ [68]
V_r	115.9	91.47	49.0	50.09	47.7	50.37
r_{0r}	1.017	1.161	1.25	1.162	1.25	1.162
a_r	0.846	0.722	0.61	0.69	0.62	0.69
V_I		3.02		1.49	4.0	1.426
r_{0I}		1.615		1.167	1.25	1.167
a_I		0.442		0.69	0.966	0.69
W_s	11.257	12.9	4.5	7.26	0.4	7.33
r_{0s}	1.073	1.16	1.25	1.17	1.25	1.17
a_s	0.584	0.69	1.2	0.69	1.4	0.69
V_{so}	11.6	5.9	6.8	5.9	4.8	5.9
r_{0so}	0.578	0.864	1.25	0.87	1.25	0.873
a_{so}	0.343	0.63	0.61	0.63	0.62	0.63
r_{0c}	1.3	1.3	1.25	1.29	1.25	1.29

子 ANC 的平方值为 $8.4 \pm 1.3 \text{ fm}^{-1}$, 误差主要来自统计误差 (10%) 和光学势的不确定性 (11%)。

2. ^{17}F 的质子 ANC 和 $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ 反应天体物理 S 因子

^{17}F 与 ^{17}O 质子-中子 ANC 的比例系数可以通过方程 3.4 和 3.6 导出, 然后可以得到虚衰变 $^{17}\text{F}_{\text{g.s.}} \rightarrow p + ^{16}\text{O}$ 和 $^{17}\text{F}_{0.495} \rightarrow p + ^{16}\text{O}$ 的质子 ANC。对于基态, 质子-中子 ANC 的比例系数 R 分别等于 1.23 和 1.17, 进而利用它们的平均值导出 $^{17}\text{F}_{\text{g.s.}}$ 虚衰变的质子 ANC 平方值为 $0.98 \pm 0.14 \text{ fm}^{-1}$, 总误差中包括了比例系数 R 的差别。对于第一激发态, 方程 3.4 和 3.6 计算的 R 分别等于 820 和 786, 利用它们的平均值导出 $^{17}\text{F}_{0.495}$ 虚衰变的质子 ANC 平方为 $6720 \pm 990 \text{ fm}^{-1}$ 。这两个结果与德克萨斯大学用 $^{16}\text{O}(^3\text{He}, d)^{17}\text{F}$ 反应导出的结果 ($1.08 \pm 0.10 \text{ fm}^{-1}$, $6490 \pm 680 \text{ fm}^{-1}$) [61] 在误差范围内符合的较好。

利用我们工作得到的 ^{17}F 基态和激发态的质子 ANC, 通过方程 3.19 分别导出了 $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ 反应布居 ^{17}F 基态和第一激发态的反应截面, 然后通过方程 2.7 得

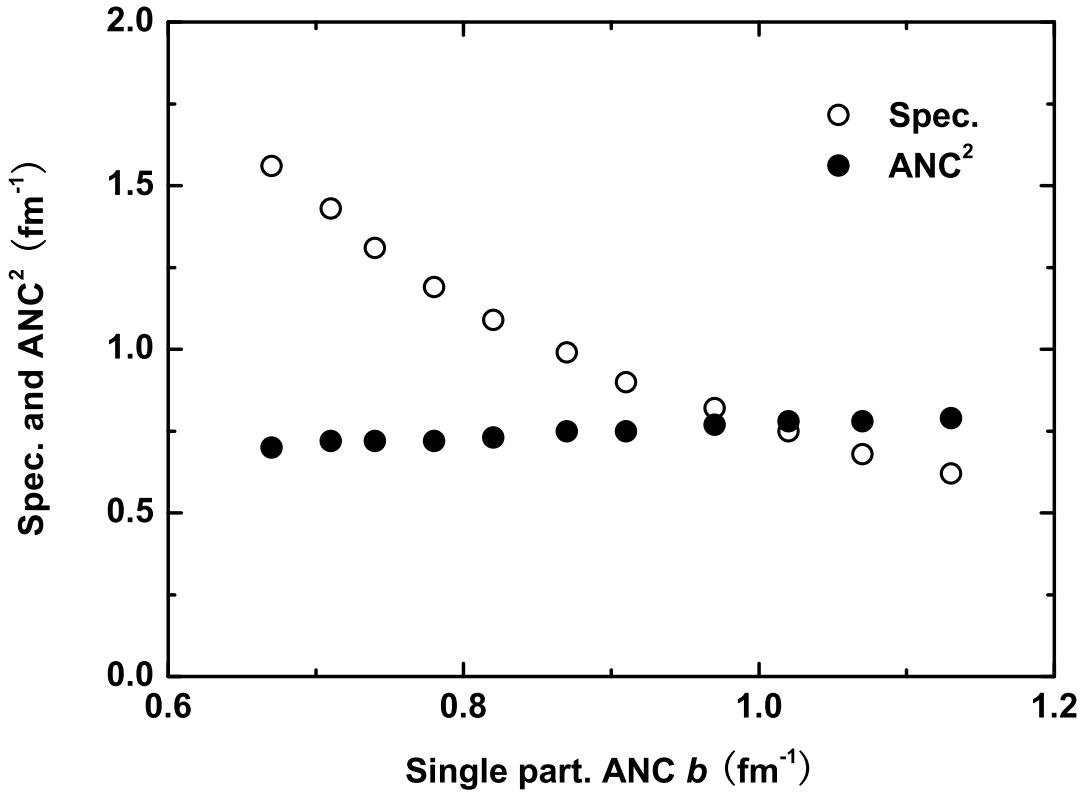


图 3.2: 虚衰变 $^{17}\text{O}_{\text{g.s.}} \rightarrow n + ^{16}\text{O}$ 的 ANC 与谱因子 (Spec.) 随单粒子 ANC (b) 的变化。

表 3.2: 虚衰变 $^{17}\text{O}_{\text{g.s.}} \rightarrow n + ^{16}\text{O}$ 和 $^{17}\text{O}_{0.871} \rightarrow n + ^{16}\text{O}$ 的中子 ANC。

ANC ² (fm^{-1})	D1-P1/P3	D2-P2/P4	D1-P2/P4	D2-P1/P3	平均值
$^{17}\text{O}_{\text{g.s.}}$	0.85 ± 0.03	0.75 ± 0.02	0.73 ± 0.02	0.95 ± 0.03	0.82 ± 0.11
$^{17}\text{O}_{0.871}$	9.6 ± 1.0	7.2 ± 0.7	8.3 ± 0.8	8.4 ± 0.8	8.4 ± 1.3

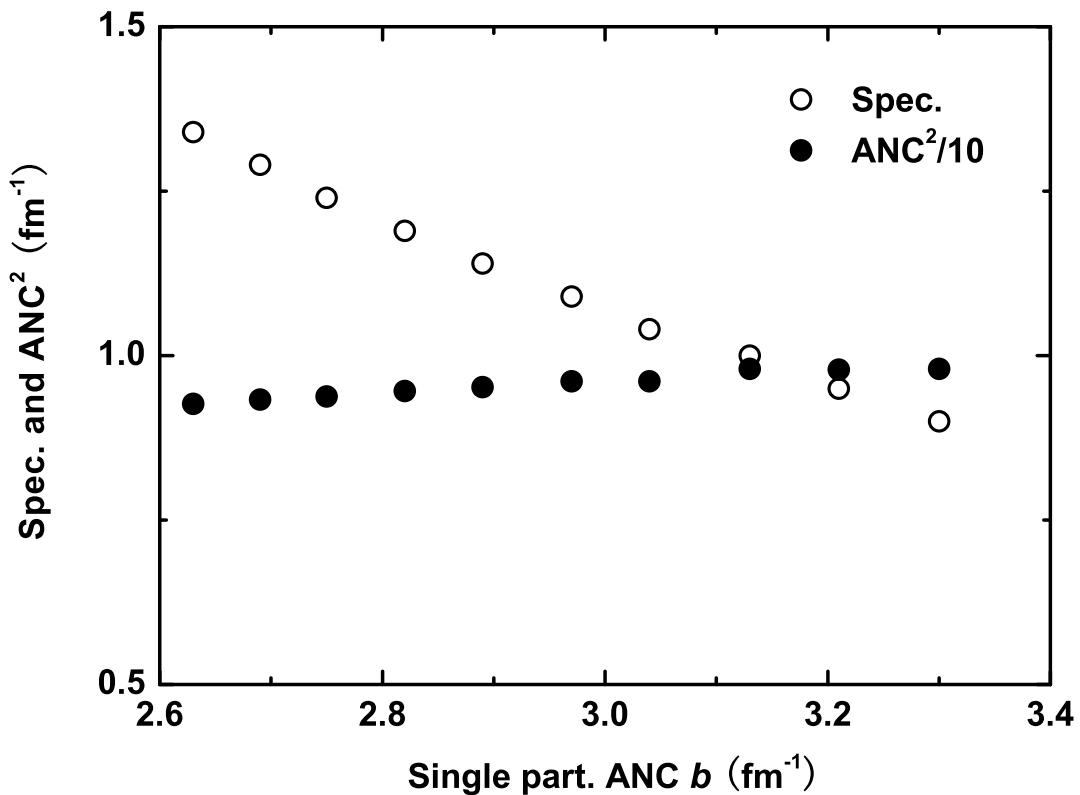


图 3.3: 虚衰变 $^{17}\text{O}_{0.871} \rightarrow n + ^{16}\text{O}$ 的 ANC 与谱因子 (Spec.) 随单粒子 ANC (b) 的变化。

表 3.3: ^{17}F 与 ^{17}O 质子-中子 ANC 的比例系数 R , 虚衰变 $^{17}\text{F}_{\text{g.s.}} \rightarrow p + ^{16}\text{O}$ 和 $^{17}\text{F}_{0.495} \rightarrow p + ^{16}\text{O}$ 的质子 ANC。

	J^π	R	$\text{ANC}^2 (\text{fm}^{-1})$
$^{17}\text{F}_{\text{g.s.}}$	$5/2^+$	1.23	1.17
$^{17}\text{F}_{0.495}$	$1/2^+$	820	6720 ± 990

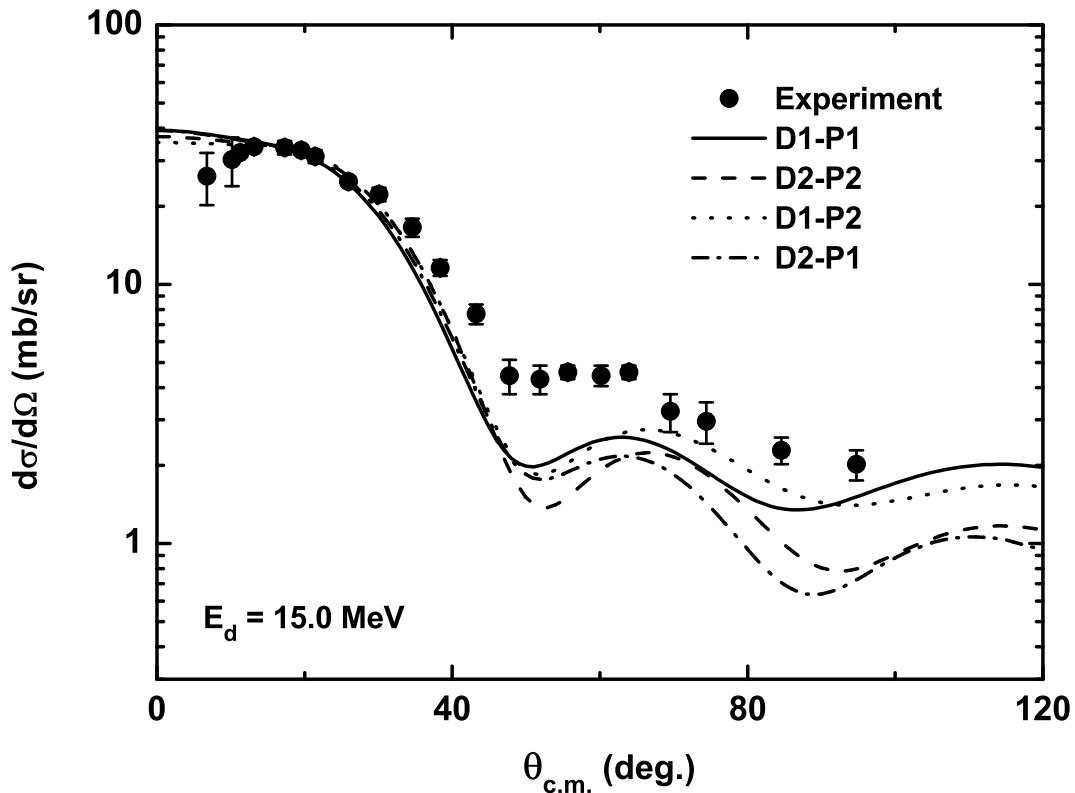


图 3.4: $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$ 反应布居 ^{17}O 基态的角分布, 实验数据取自[62]。

出了反应的天体物理S因子, 示于图3.6, 直接测量的数据取自[69]。可以看出, 对于 $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}_{0.495}$ 反应, ANC方法给出的结果无论幅值还是激发函数形状与直接测量结果在误差范围内符合的非常好。对于 $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}_{g.s.}$ 反应, ANC方法给出的结果在质子能量高于0.5MeV的能区与直接测量结果符合的非常好。在质子能量低于0.5MeV的能区, 直接测量结果比ANC方法的结果大1-2倍, 这可能是由于直接测量实验中低于0.5MeV能区的数据被本底所干扰, 因而没有给出可靠的结果[70]。

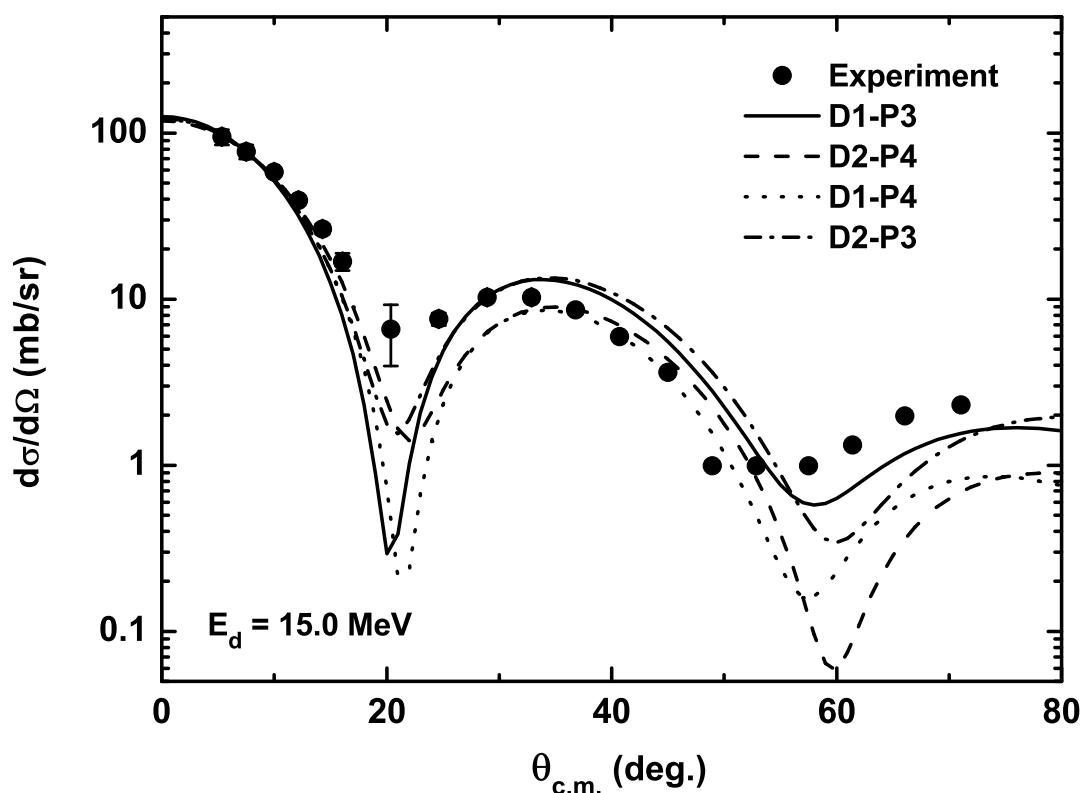


图 3.5: $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$ 反应布居 ^{17}O 第一激发态 (0.871 MeV) 的角分布, 实验数据取自 [62]。

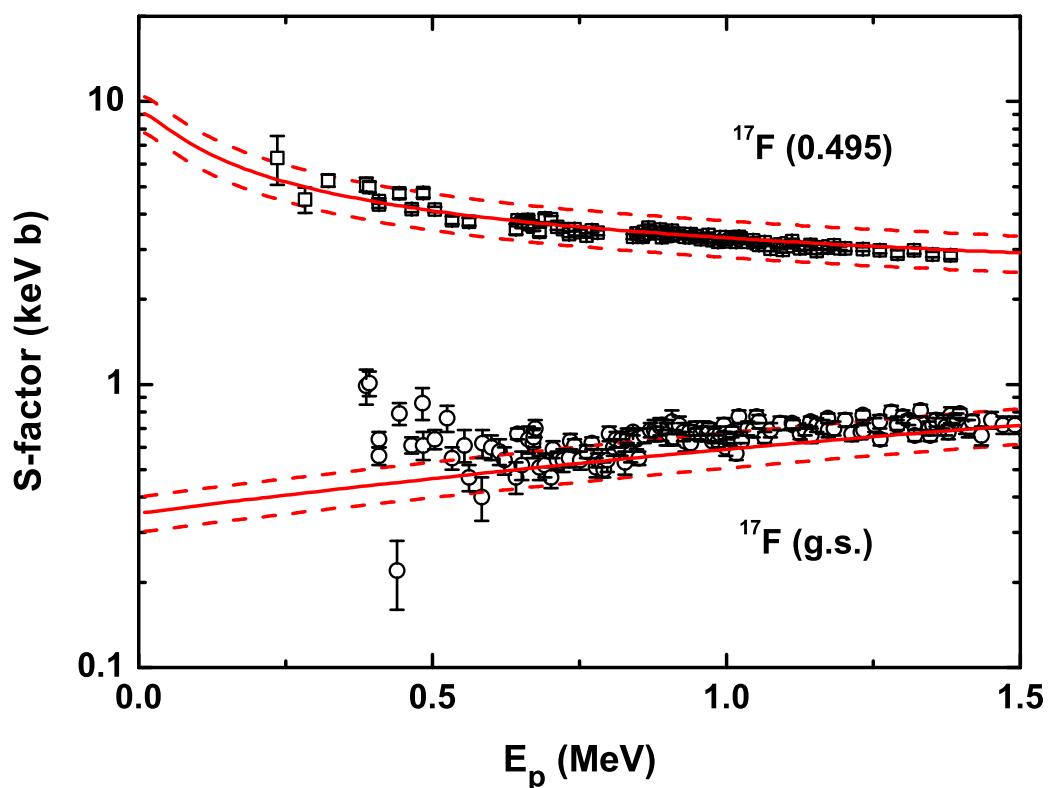
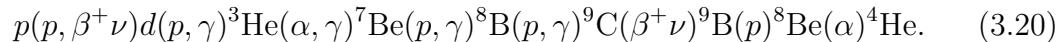


图 3.6: $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ 反应布居 ^{17}F 基态和第一激发态 (0.495 MeV) 的天体物理 S 因子, 实验数据取自 [69]。

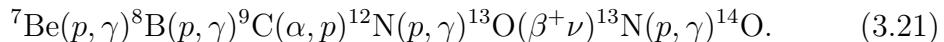
3.2 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应

3.2.1 研究意义、现状及方案

${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应是pp-IV反应链与rap-I反应链中的重要反应之一[8]，如图1.4与表1.2所示。pp-IV反应链是高温pp反应链的一个重要分支，



其净结果是把四个氢原子核转化成一个氦原子核、两个正电子和两个中微子，同时释放出26.73MeV的能量。rap-I反应链是快速 αp (rap) 过程的第一分支，



在某些特定的高温高密度天体物理环境中，该反应链是连接pp反应链核与CNO核可能的路径之一。

由于其重要性， ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应已经吸引了许多理论和实验工作者的兴趣[8, 71, 72, 73, 74, 75, 45]。三个理论工作给出的零能量天体物理S因子 $S_{18}(0)$ 相差大约2-5倍[8, 71, 72]。实验方面，由于已产生的 ${}^8\text{B}$ 束流强度不高以及天体物理低能区反应截面非常小，迄今为止仍然没有直接测量的实验结果。此外，已经有一些间接的实验方法用于研究该反应。2001年，日本理化学研究所测量了 ${}^2\text{H}({}^8\text{B}, {}^9\text{C})n$ 反应的角分布，导出了 ${}^9\text{C}$ 虚衰变的质子ANC，然后得出了 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应零能量天体物理S因子[73]。2002年，美国德克萨斯大学利用Glauber模型分析了 ${}^9\text{C}$ 在四种不同的反应靶 (C, Al, Sn和Pb) 上的破裂反应，导出了 ${}^9\text{C}$ 虚衰变的ANC和零能量天体物理S因子[74]。2003年，日本理化学研究所通过库仑离解方法测量了0.2-0.6MeV的天体物理S因子，通过斜率外推可以得出零能量天体物理S因子[75]。同一年，美国密西根州立大学测量了 ${}^9\text{C}$ 在 ${}^{12}\text{C}$ 靶上的破裂反应，导出了 ${}^9\text{C}$ 虚衰变的ANC和零能量天体物理S因子[45]。美国两个破裂反应实验给出的结果与日本理化学研究所(d, n)质子转移反应实验给出的结果在误差范围内较为符合，然而，理化学研究所的库仑离解实验给出的结果比这些结果都要大将近2倍。

因此，我们采取了一种新的实验方案，即利用HI-13串列加速器次级束流线GIRAFFE产生的品质较好的 ${}^8\text{Li}$ 束流测量中子转移反应 ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Li}){}^1\text{H}$ 的角分布，通过结合镜像核电荷对称性的ANC方法得出 ${}^9\text{C}$ 虚衰变的ANC，进而导出 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应的天体物理S因子和反应率。

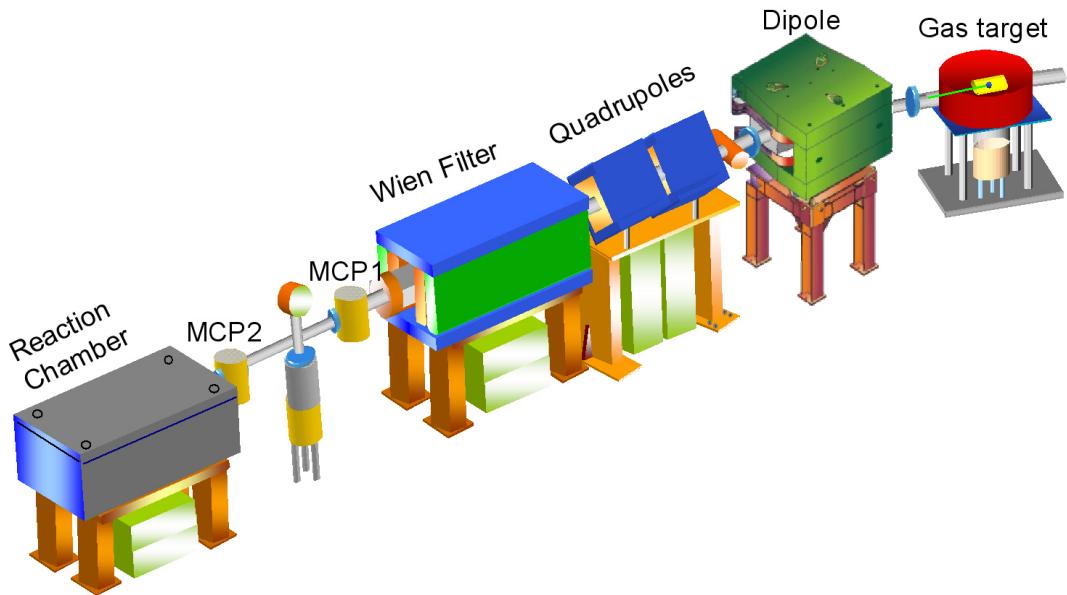


图 3.7: 次级束流线GIRAFFE概貌图。

3.2.2 北京HI-13串列加速器次级束流线GIRAFFE

1. GIRAFFE简介

1993年, 中国原子能科学研究院在北京HI-13串列加速器实验室三厅的左50°处建成了一条低能放射性次级束流线[20, 21], 其概貌见图3.7。整个装置主要由初级反应气体靶室(Gas Target)、一个偶极磁铁(Dipole)和一对四级透镜(Quadrupole)组成的D-Q-Q磁分离、聚焦传输系统以及次级反应靶室(Reaction Chamber)三个部分组成。2005年, 在四级透镜和次级反应靶室之间加装了速度选择器(Wien Filter), 以进一步纯化次级束流[76, 77]。

初级反应室中的气体靶采用厚度为 $1.9\text{mg}/\text{cm}^2$ 的Havar膜作为靶窗材料, 可承受的压差大于1.5atm。靶室的密封性良好, 束流强度为300enA时照射五十小时不漏气。我们利用串列加速器提供的稳定核束流来轰击初级反应靶, 通过逆运动学的电荷交换或转移反应来产生感兴趣的不稳定核。由于逆运动学效应, 这些不稳定核被压缩到一个向前的角锥中, 形成一种便于收集和传输的离子束。磁分离、聚焦系统是由一个二极偏转磁铁和一对四极透镜组成的D-Q-Q分离、聚焦传输系统, 与初级束的方向呈3°的夹角。所需要的放射性核可以通过偏转磁铁的选择从散射的初级束及其它反应产物中分离出来, 经过四极透镜聚焦、速度选择器的第二次分离纯化后发送到次级反应靶室。

2. GIRAFFE上产生的次级束流和完成的实验

迄今为止, 次级束流线GIRAFFE已经产生了 ^6He 、 ^7Be 、 ^8Li 、 ^{10}C 、 ^{11}C 、 ^{13}N 、 ^{15}O 、 ^{17}F 、 ^{18}F 、 ^{19}Ne 和 ^{22}Na 共十一种放射性束流, 它们的性能指标分别列于表3.4。可以看出, 大部分束流品质较好, 能够用于核天体物理、核结构等方面的研究。其中, ^6He 、 ^7Be 、 ^8Li 、 ^{11}C 、 ^{13}N 和 ^{17}F 这六种束流已经分别应用于

表 3.4: GIRAFFE产生的放射性束流的性能指标。

次级束	产生反应	能量±半宽 (MeV)	纯度 (%)	强度 (pps) [†]
^6He	$^2\text{H}(^7\text{Li}, ^6\text{He})^3\text{He}$	35.7 ± 0.5	92	500
^7Be	$^1\text{H}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})n$	30.8 ± 1.3	99	900
^8Li	$^2\text{H}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})^1\text{H}$	40.0 ± 0.5	88	500
^{10}C	$^1\text{H}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{C})n$	55.9 ± 3.5	96	$200 \ddagger \S$
^{11}C	$^1\text{H}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{C})n$	63.4 ± 2.7	80	1000
^{13}N	$^2\text{H}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{N})n$	57.8 ± 2.1	92	$1200 \ddagger$
^{15}O	$^2\text{H}(^{14}\text{N}, ^{15}\text{O})n$	66.0 ± 3.6	91	$800 \ddagger$
^{17}F	$^2\text{H}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{F})n$	76.1 ± 3.7	90	$2000 \ddagger$
^{18}F	$^3\text{He}(^{16}\text{O}, ^{18}\text{F})^1\text{H}$	75.7 ± 2.2	85	$800 \ddagger$
^{19}Ne	$^4\text{He}(^{16}\text{O}, ^{19}\text{Ne})n$	56.6 ± 3.4	47	$120 \ddagger \S$
	$^3\text{He}(^{19}\text{F}, ^{19}\text{Ne})^3\text{H}$	68.6 ± 3.8	42	$70 \ddagger \S$
^{22}Na	$^4\text{He}(^{19}\text{F}, ^{22}\text{Na})n$	52.9 ± 1.9	57	$100 \ddagger \P$

[†] 经过 $\phi 3$ mm准直孔之后的流强.

[‡] 加装速度选择器之后束流的参数.

[§] 初级束强度可以再调大2倍.

[¶] 初级束强度可以再调大10倍.

核天体物理、核结构以及生物学效应方面的实验研究, 并取得了较好的研究成果, 分别在国内外学术刊物上发表。这些研究成果以及我们最近完成的实验都归纳于表3.5。

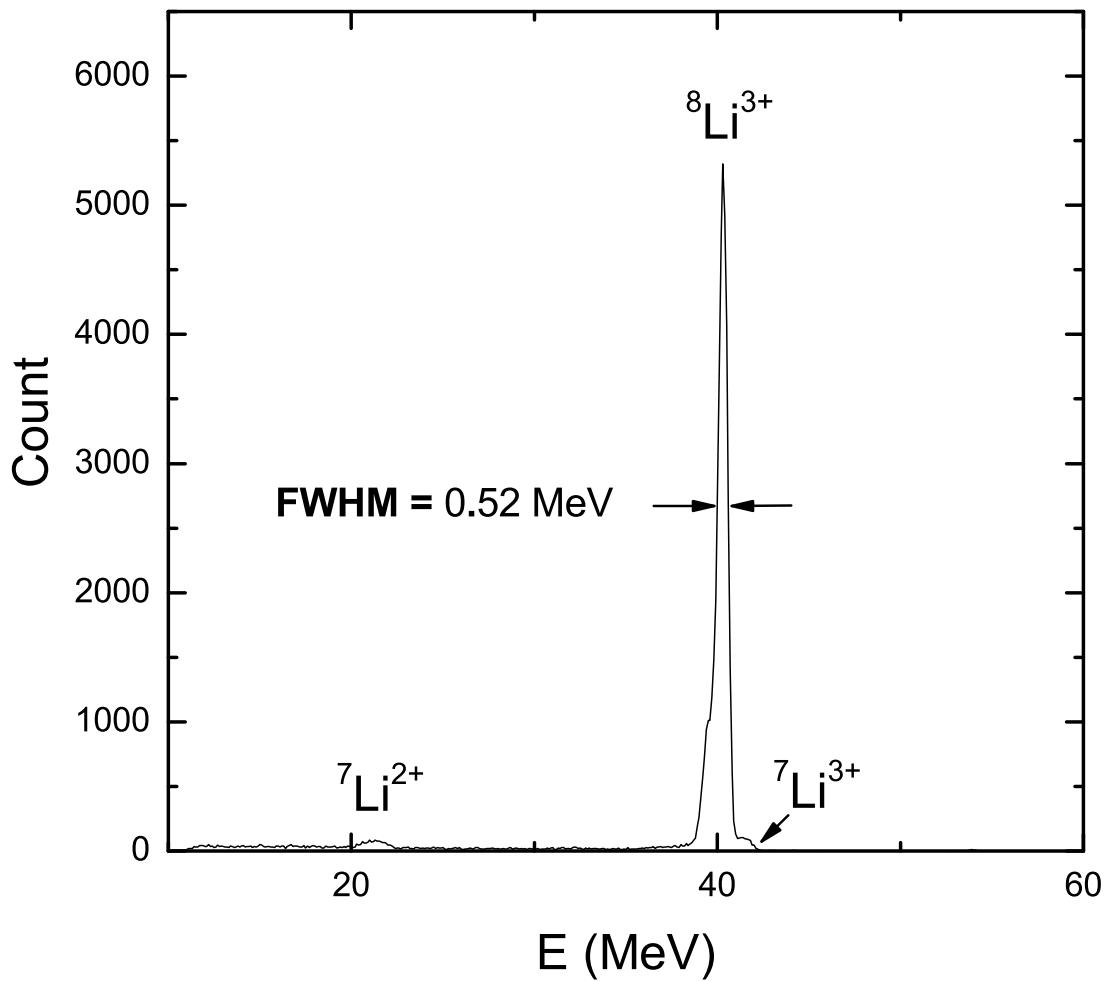
表 3.5: GIRAFFE上的主要研究成果。

次级束流	测量反应	间接研究目标	成果发表
^7Be	$^2\text{H}(^7\text{Be}, ^8\text{B})n$	$^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ 反应S因子	PRL[39]
^7Be	^7Be 衰变	^7Be 注入玉米种子的生物学效应	[78]
^6He	$^1\text{H}(^6\text{He}, ^6\text{Li})n$	^6Li 第二激发态中子-质子晕结构	PLB[79]
^{11}C	$^2\text{H}(^{11}\text{C}, ^{12}\text{N})n$	$^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应S因子和反应率	NPA[43]
^8Li	$^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})n$	$^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})n$ 反应S因子	CPL[80]
^8Li	$^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Be})n$	$^8\text{Li}(p, \gamma)^9\text{Be}$ 反应S因子和反应率	CPL[81]
^8Li	$^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Li})^1\text{H}$	$^8\text{Li}(n, \gamma)^9\text{Li}$ 反应率	PRC[82]
^8Li	$^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Li})^1\text{H}$	$^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$ 反应S因子和反应率	NPA[83]
^{13}N	$^2\text{H}(^{13}\text{N}, ^{14}\text{O})n$	$^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应S因子和反应率	PRC[44]
^{13}N	$^1\text{H}(^{13}\text{N}, p)^{13}\text{N}$	^{14}O 能级性质	拟投稿[34]
^{17}F	$^1\text{H}(^{17}\text{F}, p)^{17}\text{F}$	^{18}Ne 能级性质	高能物理[33]
^{17}F	$^2\text{H}(^{17}\text{F}, ^{18}\text{Ne})n$	$^{17}\text{F}(p, \gamma)^{18}\text{Ne}$ 反应S因子和反应率	分析中
^8Li	$^1\text{H}(^8\text{Li}, t)^6\text{Li}$	$^8\text{Li}(p, t)^6\text{Li}$ 反应截面	分析中
^8Li	$^1\text{H}(^8\text{Li}, d)^7\text{Li}$	$^7\text{Li}(n, \gamma)^8\text{Li}$ 和 $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ 反应率	分析中
^8Li	$^1\text{H}(^8\text{Li}, p)^8\text{Li}$	$^8\text{Li}(p, p)^8\text{Li}$ 弹性和非弹散射	分析中

3.2.3 $^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Li})^1\text{H}$ 反应角分布的测量

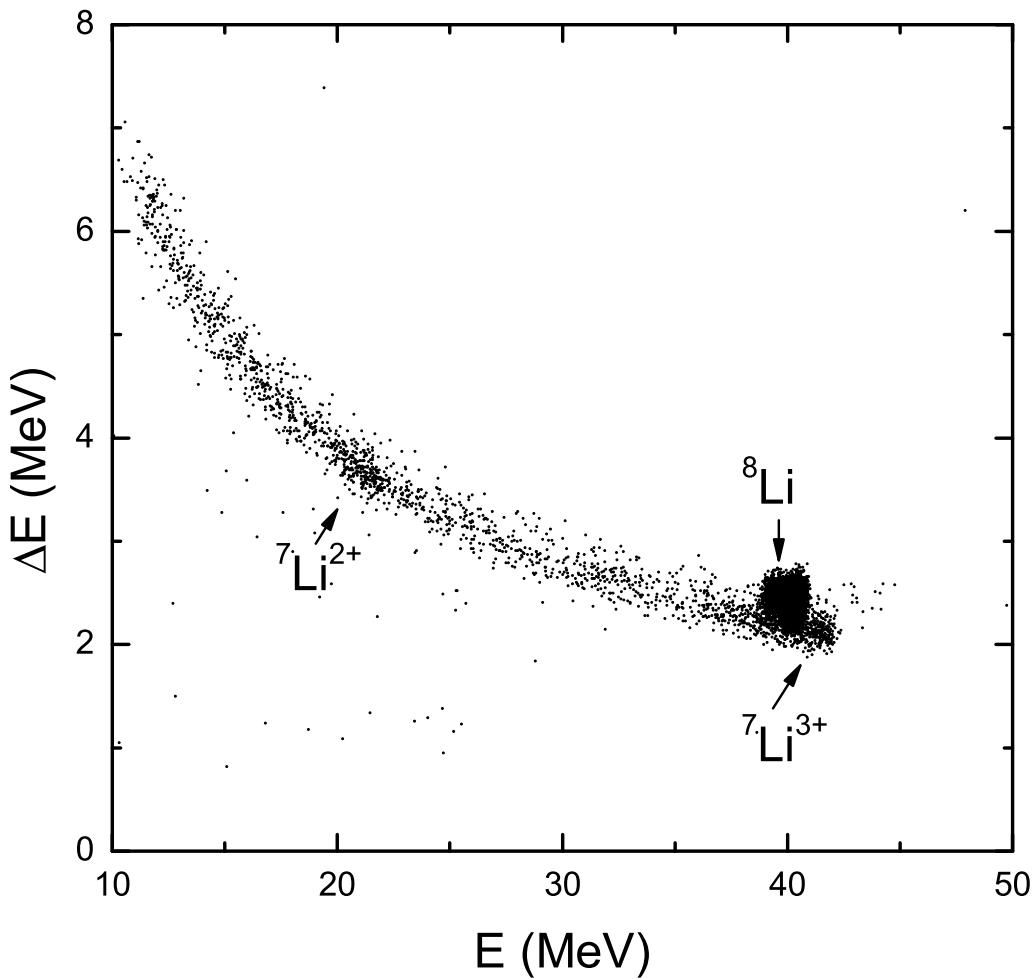
利用串列加速器加速的能量为44MeV的 ^7Li 初级束轰击长度为4.8cm、气压为1.5atm的氘气靶，通过逆运动学反应 $^2\text{H}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})^1\text{H}$ 产生 ^8Li 次级束。气体靶前后窗均为1.9mg/cm²的Havar膜。由于逆运动学效应， ^8Li 离子集中出射在 ^7Li 初级束方向一个很小的角锥中，便于收集和传输。经过偶极磁铁的分离纯化、四极透镜的聚焦、 ϕ 3mm的准直孔准直后，能量为40MeV的 ^8Li 束流被传输到次级反应靶。强度约为1000pps，纯度约为88%，主要杂质来自初级束 ^7Li 在Havar膜和管道上的卢瑟福散射。实验数据的能量刻度使用 ^{239}Pu α 源和 ^8Li 束流完成。图3.8和3.9分别给出了 ^8Li 束流的单维能谱和 $\Delta E-E$ 二维粒子鉴别谱。

本实验的关键是 $^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Li})^1\text{H}$ 反应截面的大小，因为1995年美国俄亥俄州立大学的实验中没有测量到该反应道，仅给出了反应截面的上限值[84, 85]。此外，由于初级束 ^7Li 、次级束 ^8Li 与反应产物 ^9Li 是同位素，尤其是 ^8Li 和 ^9Li ，它们

图 3.8: ${}^8\text{Li}$ 次级束单维能谱。

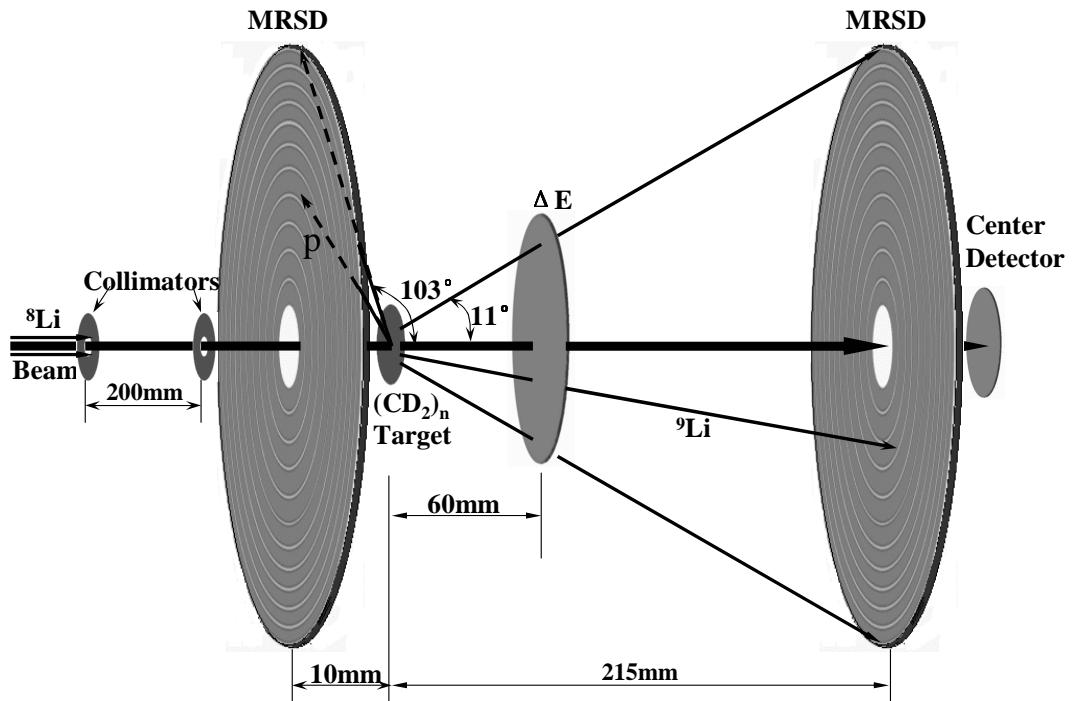
在 ΔE - E 二维粒子鉴别谱上相距很近,因此本实验的难点在于如何有效鉴别反应产物 ${}^9\text{Li}$ 。

实验采用了轻重反应产物符合测量的方案,反应靶和探测器的安排示于图3.10。厚度为 1.5mg/cm^2 的 $(\text{CD}_2)_n$ 靶用于测量效应, 1.8mg/cm^2 厚的C靶用于扣除 ${}^8\text{Li}$ 束流与 $(\text{CD}_2)_n$ 靶中C反应带来的本底。实验中我们使用了两块 $300\mu\text{m}$ 厚的多环中空半导体探测器(Multi-Ring Semiconductor Detector),该探测器的中心是一个直径为7mm的洞[86]。一块放于 $(\text{CD}_2)_n$ 靶的上游,来探测 ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Li}){}^1\text{H}$ 中轻的反应产物质子,一块放于靶的下游,其中心洞后面贴了一块厚度为 $300\mu\text{m}$ 的硅探测器,与厚度为 $21.7\mu\text{m}$ 的穿透型 ΔE 探测器组成望远镜系统,来探测和鉴

图 3.9: ${}^8\text{Li}$ 次级束 ΔE - E 二维粒子鉴别谱。

别重的反应产物 ${}^9\text{Li}$ 。探测器望远镜系统覆盖实验室系 0° 到 11° 的角度范围，大于 ${}^9\text{Li}$ 的实验室系最大出射角 (10.7°)，能够保证 ${}^9\text{Li}$ 的全立体角测量。上游探测器覆盖实验室系 103° 到 170° 的角度范围。因此，对于符合测量，可探测的 ${}^9\text{Li}$ 质心系角度范围为 10° 到 50° 。

望远镜系统同时记录 ${}^8\text{Li}$ 束流和反应产物 ${}^9\text{Li}$ 。 $(\text{CD}_2)_n$ 靶上累积的 ${}^8\text{Li}$ 计数为 1.66×10^8 ，C 靶累积的 ${}^8\text{Li}$ 计数为 1.11×10^7 。经过质子与 ${}^9\text{Li}$ 符合后，我们得到了 ΔE - E_r 二维粒子鉴别谱，示于图 3.11。图中所示的 ${}^9\text{Li}$ 运动学区域是使用 Monte Carlo 模拟给出，模拟中考虑了运动学、几何因素、反应产物在次级反应靶和 ΔE 探测器中的角度岐离和能量岐离，并使用 ${}^8\text{Li}$ 运动学区域作了验证。 ${}^9\text{Li}$ 运

图 3.10: 测量 $^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Li})^1\text{H}$ 反应角分布的实验设计示意图。

动学区域外的事件来源于初级束 ^7Li 和次级束 ^8Li 与上游探测器质子谱中噪声尾巴的随机符合。可以看出，经过符合后，反应产物 ^9Li 能够有效地和 ^8Li 束流鉴别开，尤其是探测器的大角度环上效果更加明显。对于 $(\text{CD}_2)_n$ 效应靶，我们探测到了大约50个符合事件，对于C靶没有探测到符合事件，这就表明 $^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Li})^1\text{H}$ 反应道是存在的。

接下来我们导出 $^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Li})^1\text{H}$ 反应的角分布以及积分截面。反应的微分截面可以利用如下方程来计算，

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\Delta N_i}{\varepsilon_i I N_s \Delta \Omega_i}, \quad (3.22)$$

其中， ΔN_i 是下游探测器第*i*环探测到的 ^9Li 与质子的符合事件数； ε_i 是下游探测器第*i*环 ^9Li 与质子的符合效率； I 是入射的 ^8Li 计数； N_s 是单位面积的靶核(^2H)数； $\Delta \Omega_i$ 是下游探测器第*i*环覆盖的立体角。通过统计Monte Carlo模拟的 ^9Li 运动学区域内的计数来获得每一环的符合事件数 ΔN_i 。因为多环探测器各环之间存在死区，所以与下游探测器某一环探测到的 ^9Li 符合的质子运动学区域一般不会刚好对应上游探测器完整的某一环，而是一部分在环上，一部分在死区。因此，我们通过Monte Carlo模拟来确定 ^9Li 与质子的符合效率 ε_i ，同样，模拟中考

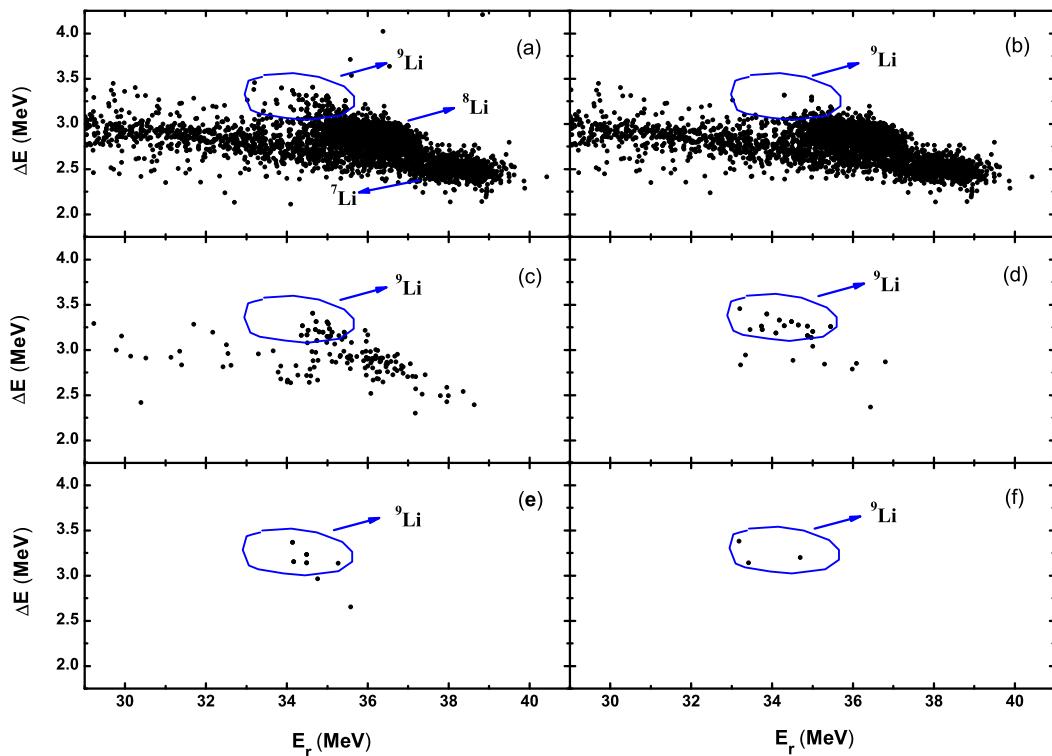


图 3.11: ${}^9\text{Li}$ 与质子符合后的 ΔE - E_r 二维粒子鉴别谱。(a)图给出了下游探测器所有环上的实验数据, (b)-(f)图分别给出了下游探测器第一环到第五环的实验数据。

虑了运动学、几何因素、反应产物在次级反应靶和 ΔE 探测器中的角度岐离和能量岐离。在模拟中, 符合效率通过比较下游探测器各环上的 ${}^9\text{Li}$ 数和与其符合的上游探测器相应环上的质子数得出(符合效率为该值的倒数)。对于不同环, 模拟给出的符合效率从70%到80%不等。入射的 ${}^8\text{Li}$ 数 I 由探测器望远镜系统记录所得。单位面积的氘核数可以由质量厚度 D 给出,

$$N_s = \frac{2N_A D}{A}, \quad (3.23)$$

式中, N_A 是阿伏伽德罗常数, A 是 CD_2 分子的摩尔质量。每环覆盖的立体角 $\Delta\Omega_i$ 由几何计算得出, 我们用 ${}^{239}\text{Pu}$ α 源对几何计算的立体角作了验证。多环探测器每环测到的 α 粒子数对于相应各环的立体角作归一, 在统计误差范围内给出了各向同性的角分布, 这就证明我们几何计算的立体角结果是正确的。

确定了上述所有物理量, 我们就导出了 ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Li}){}^1\text{H}$ 反应在不同角度

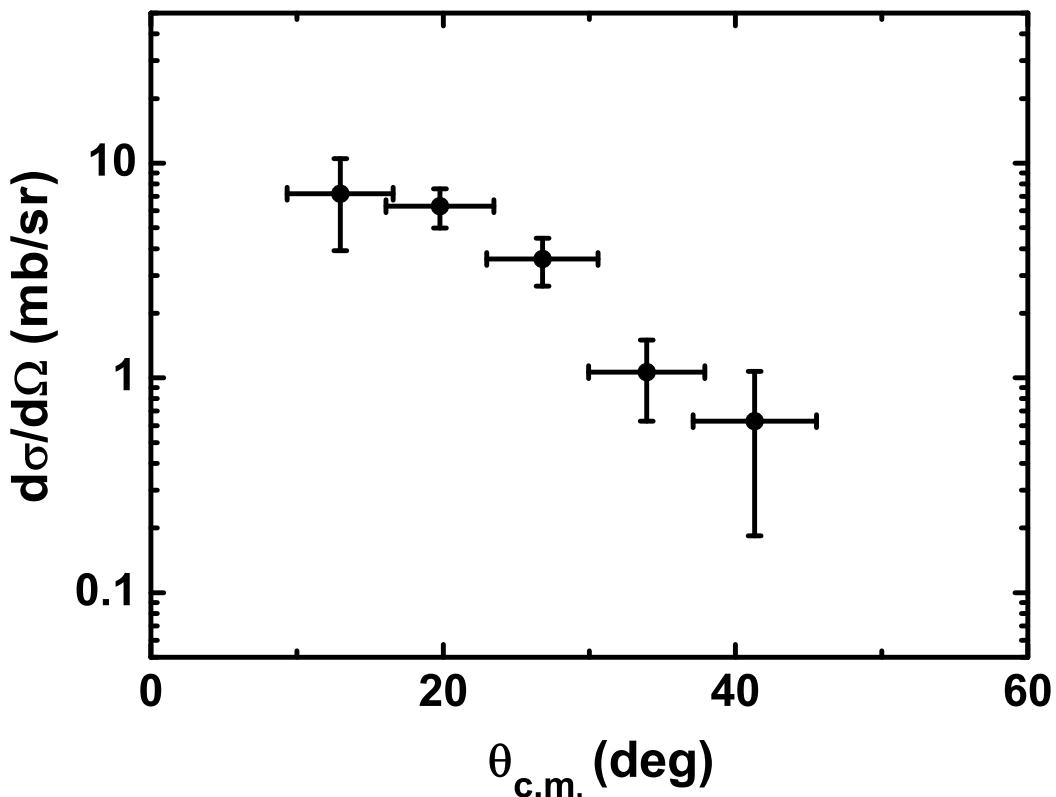


图 3.12: 实验测量的质心系能量为 8.0MeV 的 ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ 反应角分布。

的微分截面，即角分布。众所周知，当质心系能量相同时， ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ 反应和 ${}^2\text{H}({}^8\text{Li}, {}^9\text{Li}){}^1\text{H}$ 反应的角分布是相同的，图 3.12 给出了实验测量的质心系能量为 8.0MeV 的 ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ 反应角分布。微分截面的误差包括统计误差和 Monte Carlo 模拟 ${}^9\text{Li}$ 运动学区域的不确定性。角度误差包括五个因素： ${}^8\text{Li}$ 束流本身的角度离散，次级靶上束斑大小带来的误差， ${}^9\text{Li}$ 在次级反应靶和 ΔE 探测器中的角度岐离以及下游多环探测器各环的几何宽度。 ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ 反应角分布的实验数据已经被国际原子能机构 (IAEA) 收录 [87]。

3.2.4 ${}^9\text{Li}$ 的中子 ANC 和 ${}^9\text{C}$ 的质子 ANC

${}^8\text{Li}$ 和 ${}^9\text{Li}$ 基态的自旋宇称分别是 2^+ 和 $3/2^-$ ，因此，根据反应前后角动量和宇称守恒可知， ${}^9\text{Li}$ 基态中最后一个中子（束缚态中子）可能处于 $1p_{3/2}$ 和 $1p_{1/2}$ 轨道。因此， ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ 反应截面可能包括中子转移到 $1p_{3/2}$ 和 $1p_{1/2}$ 轨道两个贡献。

表 3.6: ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ 反应角分布计算中使用的光学势参数, Entrance 和 Exit 分别代表入射道和出射道。其中, V 和 W 的单位为 MeV, r 和 a 的单位为 fm。最后一行给出了每套光学势对应的 ${}^9\text{Li}$ 虚衰变的中子 ANC。

Set No.	1		2		3		4	
Channel	Entrance	Exit	Entrance	Exit	Entrance	Exit	Entrance	Exit
V_r	142.9	41.9	118.0	41.9	118.0	66.37	142.9	66.37
r_{0r}	0.908	1.38	1.00	1.38	1.00	1.14	0.908	1.14
a_r	0.88	0.65	0.94	0.65	0.94	0.57	0.88	0.57
W_s	3.7	10.2	6.87	10.2	6.87	6.85	3.7	6.85
r_{0s}	2.26	1.5	1.98	1.5	1.98	1.14	2.26	1.14
a_s	0.67	0.37	0.59	0.37	0.59	0.5	0.67	0.5
V_{SO}	5.7	4.5	8.5	4.5	8.5	5.5	5.7	5.5
r_{0SO}	0.908	1.35	1.00	1.35	1.00	1.14	0.908	1.14
a_{SO}	0.88	0.33	0.94	0.33	0.94	0.57	0.88	0.57
r_{0c}	1.38	1.33	1.30	1.33	1.30	1.14	1.38	1.14
$(C_{1,3/2}^{{}^9\text{Li}})^2$	1.68 ± 0.23		1.33 ± 0.19		1.27 ± 0.19		1.02 ± 0.16	

根据考虑自旋轨道耦合后的核子能级图[88]可知, $1s$ 和 $1p_{3/2}$ 壳层分别可以排列两个和四个核子。 ${}^9\text{Li}$ 基态的六个中子刚好排满这两个壳层, 因此, 简单定性来说 ${}^9\text{Li}$ 基态中束缚态中子处于 $1p_{3/2}$ 轨道的几率应该更大。研究工作表明, 中子转移到 $1p_{1/2}$ 轨道的贡献小于 5%[72, 73]。这样, 我们利用 DWBA 计算微分截面时就只考虑中子转移到 $1p_{3/2}$ 轨道的贡献, 方程 3.1 变为

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{exp}} = C_d^2 (C_{1,3/2}^{{}^9\text{Li}})^2 \frac{\sigma_{1,3/2}^{\text{DW}}}{b_d^2 (b_{1,3/2}^{{}^9\text{Li}})^2}, \quad (3.24)$$

$(C_{1,3/2}^{{}^9\text{Li}})^2$ 就是我们要得到的虚衰变 ${}^9\text{Li}_{\text{g.s.}} \rightarrow {}^8\text{Li} + n$ 的中子 ANC。

角分布的计算中我们使用了有限程 DWBA 程序 PTOLEMY[63, 64]。使用的四套光学势参数列于表 3.6, 其中, 入射道的光学势参数取自参考文献[67], 出射道的光学势参数取自参考文献[67, 89]。

与方程 3.1 相同, 方程 3.24 也只有在周边过程才成立。为了验证目前能

量下 ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ 反应的周边性，我们使用一套光学势参数计算了 ${}^9\text{Li}$ 虚衰变的ANC与谱因子随单粒子ANC的变化，结果示于图3.13。可以看出，谱因子随单粒子ANC的变化非常剧烈，而ANC几乎保持不变。这就表明，在目前能量下 ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ 反应由周边过程支配。

在DWBA计算中， d 核虚衰变的ANC平方值取为 0.872fm^{-1} [90]。对于每套

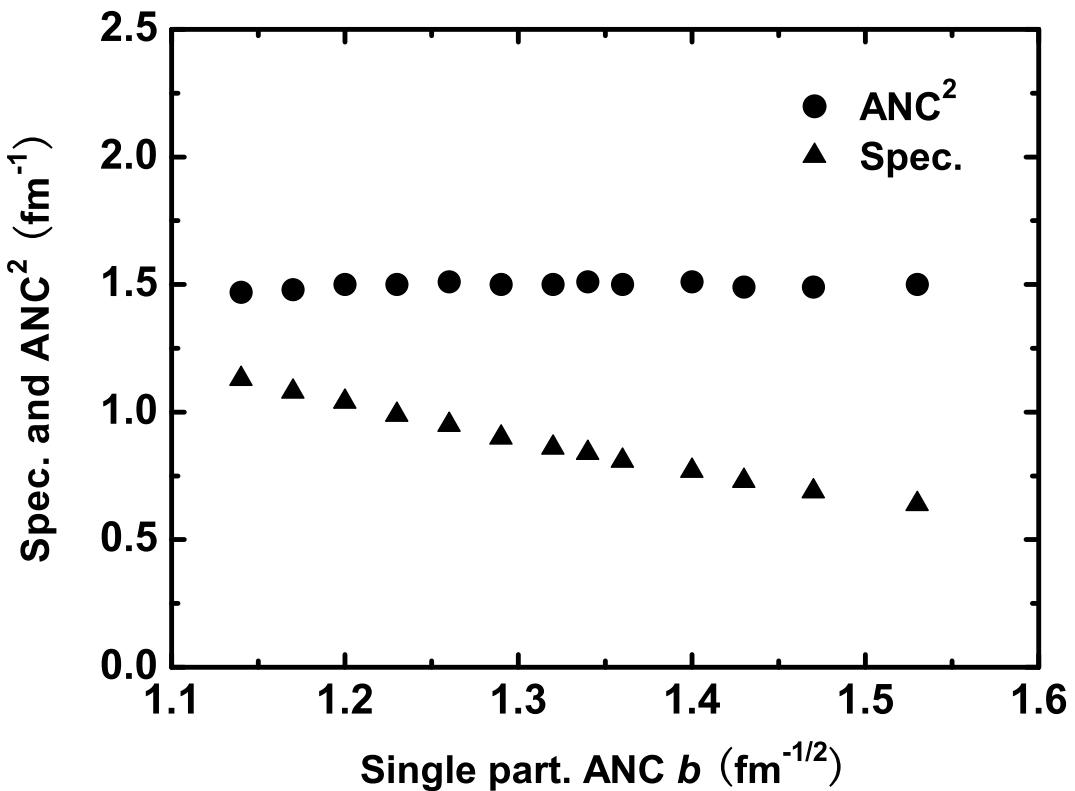


图 3.13: 虚衰变 ${}^9\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^8\text{Li} + n$ 的ANC与谱因子(Spec.)随单粒子ANC(b)的变化。

光学势，通过拟合实验数据可以得到五个带有不同实验误差的ANC值，然后把这五个值取加权平均作为对应这套光学势的ANC值。四套光学势对应四个ANC值，如表3.6所列。四套经过ANC归一的DWBA角分布和实验数据一起示于图3.14。最后，取这四个ANC值的平均作为 ${}^9\text{Li}$ 虚衰变ANC的最终结果，其值为 $(C_{1,3/2}^{{}^9\text{Li}})^2 = 1.33 \pm 0.33\text{fm}^{-1}$ ，误差主要包括实验误差(15%)和光学势的不确定性(20%)。

此外，我们通过积分归一到实验数据的DWBA角分布给出了质心系能量

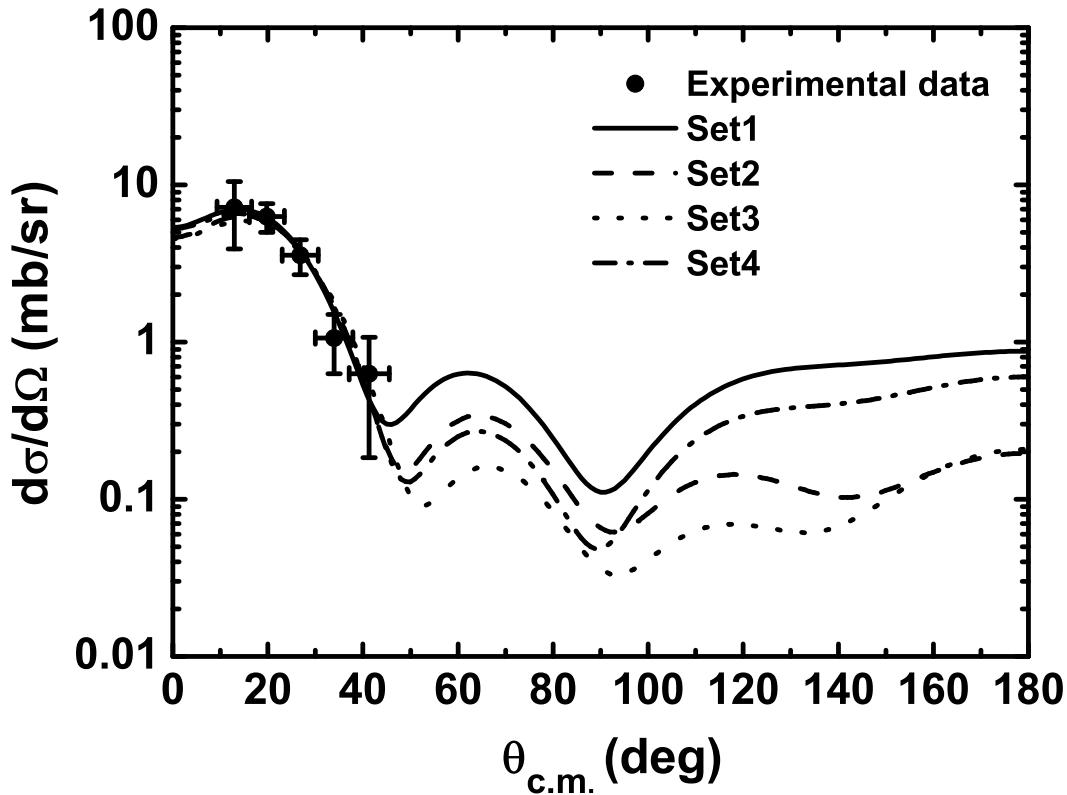


图 3.14: DWBA 计算的和实验测量的质心系能量为 8.0MeV 的 ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ 反应角分布。

等于 8.0MeV 时 ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ 反应的积分截面为 $\sigma = 7.9 \pm 2.0\text{mb}$, 误差包括实验误差 (15%) 和光学势的不确定性 (20%)。

${}^9\text{C}$ 与 ${}^9\text{Li}$ 质子-中子 ANC 的比例系数可以通过方程 3.4 和 3.6 导出, 分别等于 0.83 和 0.89。然后利用它们的平均值和方程 3.3 可以得到虚衰变 ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{B} + p$ 的质子 ANC, $(C_{1,3/2}^{{}^9\text{C}})^2 = 1.14 \pm 0.29\text{fm}^{-1}$, 误差包括 $(C_{1,3/2}^{{}^9\text{Li}})^2$ 的误差和比例系数 R 的差别。

3.2.5 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 天体物理 S 因子和反应率

利用我们工作得到的 ${}^9\text{C}$ 虚衰变的质子 ANC 和方程 3.19 导出了 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应中直接俘获贡献的截面, 然后通过方程 2.7 得出了反应的天体物理 S 因子, 示于图 3.15。零能量的天体物理 S 因子为 $S_{18}(0) = 44 \pm 11\text{eV b}$, 我们的结果与其它

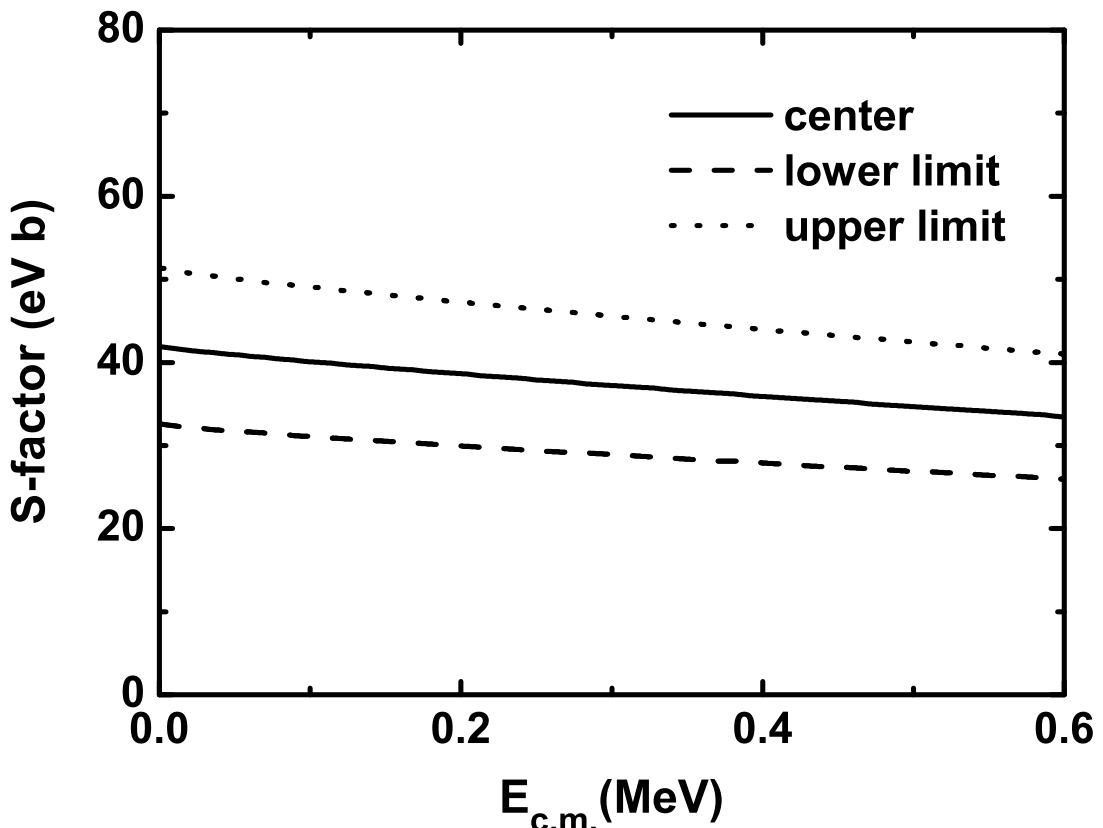


图 3.15: ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应直接俘获贡献的天体物理 S 因子，上下两条线代表 ${}^9\text{C}$ 虚衰变 ANC 的 1σ 误差。

工作的比较示于图3.16。可以看出，我们的结果和美国两个破裂反应实验给出的结果以及日本理化学研究所(d, n)质子转移反应实验给出的结果在误差范围内符合的较好，理化学研究所的库仑离解实验给出的结果比这些结果都要大将近2倍。利用这五个实验结果，我们给出了它们的加权平均值 $S_{18}(0) = 48 \pm 3 \text{ eV b}$ ，如图3.16中虚线所示。

利用本工作得到的 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应直接俘获贡献的反应截面和方程2.6，我们可以给出 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 直接俘获天体物理反应率。我们也利用方程2.26和已有的共振参数计算了 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应第一激发态共振俘获贡献的反应率。其中，激发能 $E_x = 2.218 \text{ MeV}$ ，质子宽度 $\Gamma_p = 100 \pm 20 \text{ keV}$ [91]， γ 宽度 $\Gamma_\gamma = 34 \text{ meV}$ [8]。图3.17给出了 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 的天体物理反应率。可以看出，在天体物理感兴趣的温度范围内，直接俘获在 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应中占主要贡献。

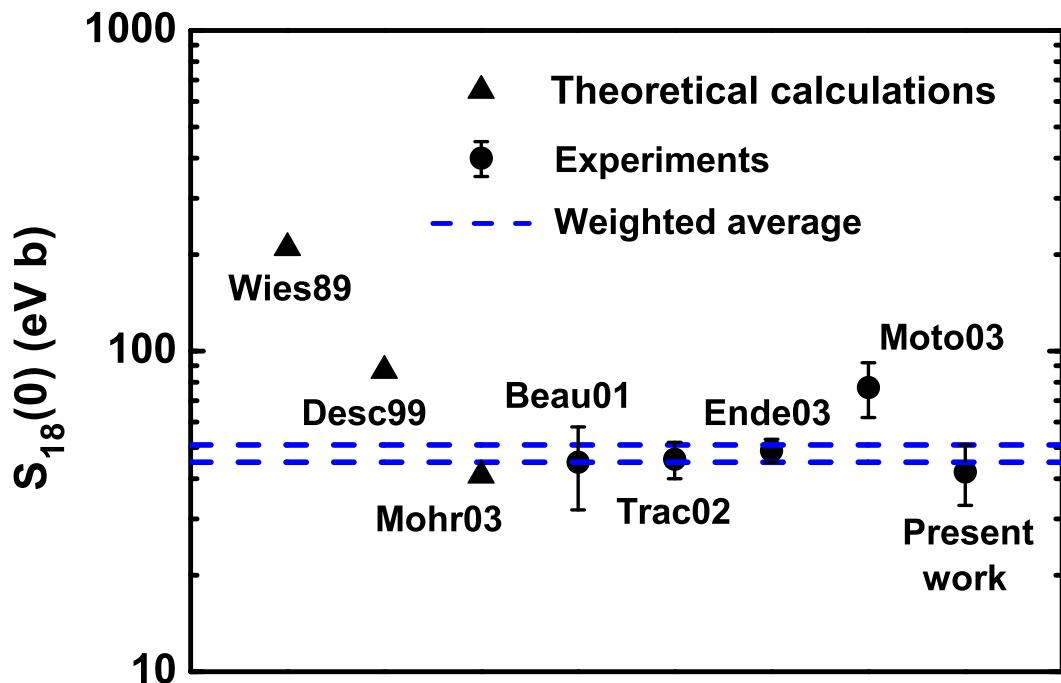


图 3.16: 现有理论和实验的 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应天体物理 $S_{18}(0)$ 因子的比较，三角和圆点分别代表理论和实验工作，虚线代表五个实验结果的加权平均值。

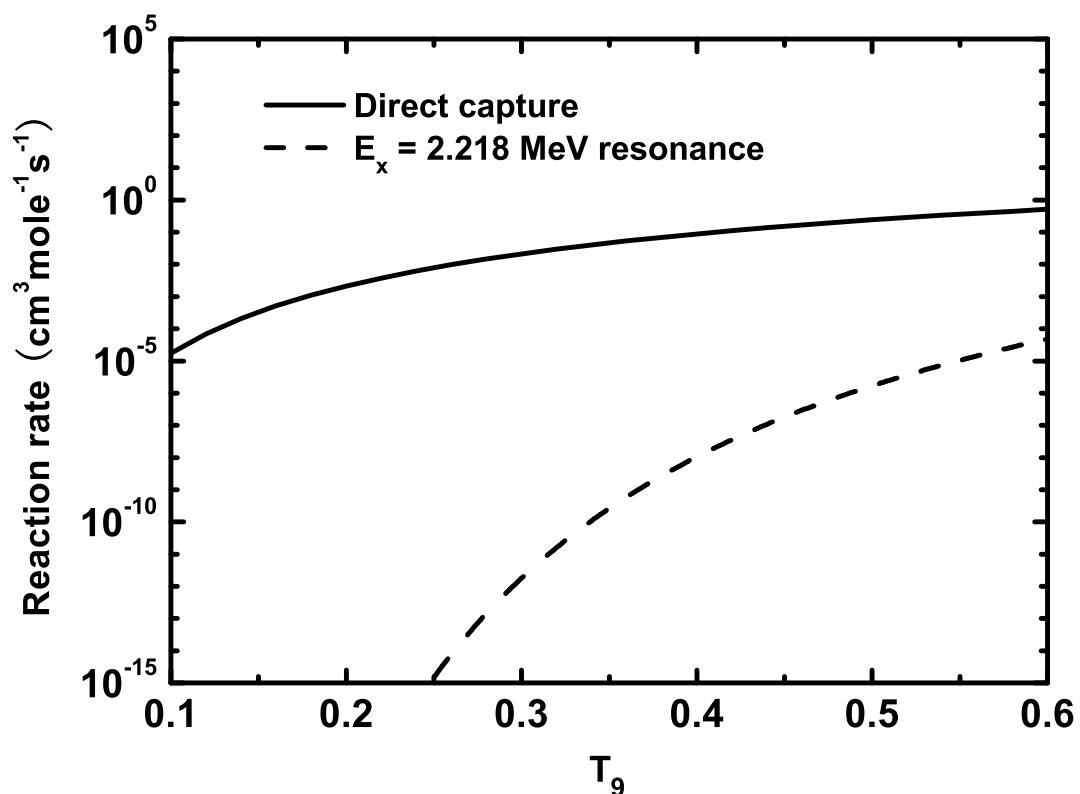
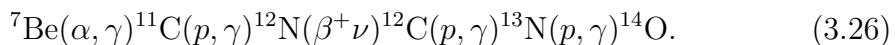
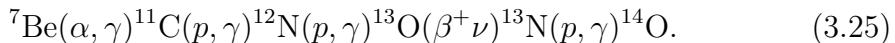


图 3.17: ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 的天体物理反应率, 实线代表直接俘获的反应率, 虚线代表第一激发态共振俘获的反应率。

3.3 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应

3.3.1 研究意义、现状及方案

$^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应是rap-II和rap-III反应链中的重要反应之一[8]，如图1.4与表1.2所示。rap-II和rap-III反应链分别是快速 αp (rap) 过程的第二和第三分支，它们涉及到的反应如下，



在某些特定的高温高密度天体物理环境中，这两条反应链可能成为连接pp反应链核与CNO核的路径之一。

在天体物理感兴趣的温度范围内， $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应主要有直接俘获贡献、第一激发态 (2^+ , $E_x = 0.96\text{MeV}$) 和第二激发态 (2^- , $E_x = 1.191\text{MeV}$) 的共振俘获贡献。目前为止，已经有许多理论和实验工作来研究 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应[8, 92, 71, 93, 94, 95, 96, 43]。理论工作方面，1989年，Wiescher等人根据 ^{12}B 第一激发态的寿命导出了 ^{12}N 第一激发态 (2^+) 的 γ 宽度， $\Gamma_\gamma = 2.59\text{meV}$ ；并根据轻核中E1跃迁矩阵元的系统规则估计了 ^{12}N 第二激发态 (2^-) 的 γ 宽度， $\Gamma_\gamma = 2.0\text{meV}$ [8]。1990年，Descouvemont等人利用微观集团模型给出了 2^- 态的 γ 宽度， $\Gamma_\gamma = 140\text{meV}$ [92]。1999年，他们重复了原来的计算，给出的 γ 宽度为 68meV [71]。2003年，Timofeyuk等人利用微观理论模型计算了 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应直接俘获的天体物理S因子，给出的零能量S因子等于 0.149keV b ；基于镜像核ANC给出的结果为 $S(0) = 0.111_{-0.020}^{+0.025}\text{keV b}$ [93]。实验工作方面，迄今为止仍然没有直接测量的实验结果。此外，已经有一些间接的实验方法用于研究该反应。1995年，法国GANIL实验室利用库仑离解方法测量了 2^- 态的 γ 宽度， $\Gamma_\gamma = 6.0_{-3.5}^{+7.0}\text{meV}$ [94]。2002年，日本理化研究所的库仑离解实验给出的结果为 $\Gamma_\gamma = 13.0 \pm 0.5\text{meV}$ [95]。2003年，美国德克萨斯大学测量了 $^{14}\text{N}(^{11}\text{C}, ^{12}\text{N})^{13}\text{C}$ 质子转移反应的角分布，导出 ^{12}N 虚衰变的ANC平方值为 $1.73 \pm 0.25\text{fm}^{-1}$ ，并计算了 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应直接俘获的天体物理S因子和反应率[96]。同一年，中国原子能科学研究院测量了 $^{11}\text{C}(d, n)^{12}\text{N}$ 反应的角分布，导出 ^{12}N 虚衰变的ANC平方值为 $2.86 \pm 0.91\text{fm}^{-1}$ ，并计算了 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应直接俘获的天体物理S因子和反应率[43]。2006年，美国伯克利国家实验室 (Berkeley National Laboratory) 利用厚靶方法测量了 $^{11}\text{C} + p$ 的弹性共振散射，给出了 2^- 态

表 3.7: $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应直接俘获贡献的现有研究结果总结。

$S(0)$	方法	文献
$157 \pm 50 \text{ eV b}$	ANC	CIAE [43]
$93 \pm 13 \text{ eV b}$	ANC	TAMU [96]
47 eV b	库仑离解	GANIL [94]
149 eV b	微观理论	Timofeyuk [93]

表 3.8: $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应共振参数的现有研究结果总结。

E_r (keV)	J^π	Γ_p (keV)	Γ_γ (理论) (meV)	Γ_γ (实验) (meV)
359	2^+	<20 [98], 5.5 [94]	2.59 (M1) [8]	
589	2^-	118(14) [98], 109 [97]	2 [8], 68 [71], 140 [92]	$6_{-3.5}^{+7}$ [94], 13.0(5) [95]

的质子宽度为 109 keV [97]。

当前现有研究结果的总结列于表3.7和表3.8。可以看出，直接俘获贡献仍有较大的差别；共振参数中， 2^+ 态的质子宽度现有结果差别很大， γ 宽度实验上还是未知的，对于 2^- 态的质子宽度和 γ 宽度，现有的结果在误差范围内是符合的。

我们的研究方案是分析中子转移反应 $^{11}\text{B}(d, p)^{12}\text{B}$ 布居 ^{12}B 基态、第一激发态和第二激发态的角分布，通过结合镜像核电荷对称性的ANC方法得出 ^{12}N 虚衰变的质子ANC以及 2^+ 和 2^- 两个共振态的质子宽度，进而导出 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应的天体物理S因子和反应率。本方案既可以给出 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应的直接俘获贡献，也可以给出共振俘获贡献的部分信息，即共振态的质子宽度。

3.3.2 $^{11}\text{B}(d, p)^{12}\text{B}$ 角分布和 ^{12}B 的中子ANC

^{11}B 和 ^{12}B 基态的自旋宇称分别是 $3/2^-$ 和 1^+ ，根据反应前后的角动量和宇称守恒可知， ^{12}B 基态中最后一个中子（束缚态中子）可能处于 $1p_{3/2}$ 和 $1p_{1/2}$ 轨道。因此， $^{11}\text{B}(d, p)^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ 反应截面可能包括中子转移到 $1p_{3/2}$ 和 $1p_{1/2}$ 轨道两个贡献。

这样，方程3.1变为

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} = \frac{C_d^2}{b_d^2} \left[(C_{1,3/2}^{12\text{B}})^2 \frac{\sigma_{1,3/2}^{\text{DW}}}{(b_{1,3/2}^{12\text{B}})^2} + (C_{1,1/2}^{12\text{B}})^2 \frac{\sigma_{1,1/2}^{\text{DW}}}{(b_{1,1/2}^{12\text{B}})^2} \right]. \quad (3.27)$$

方程3.27中有两个未知数，即对应于中子转移到 $1p_{3/2}$ 和 $1p_{1/2}$ 轨道的两个ANC， $(C_{1,3/2}^{12\text{B}})^2$ 和 $(C_{1,1/2}^{12\text{B}})^2$ 。因此，必须先知道它们的比例 $p_{3/2}:p_{1/2}=(C_{1,3/2}^{12\text{B}})^2/(C_{1,1/2}^{12\text{B}})^2$ 。两个研究工作中壳模型计算给出的结果分别是 0.165 ± 0.007 和 0.24 [93, 96]。微观集团模型计算中，使用两种不同核子相互作用势给出的结果分别是 0.34 和 0.39 [58]。使用这些不同的比例系数得到的 $(C_{1,3/2}^{12\text{B}})^2$ 和 $(C_{1,1/2}^{12\text{B}})^2$ 自然相差很大。实际上，计算 $^{11}\text{C}(p,\gamma)^{12}\text{N}$ 反应的直接俘获截面需要的是 ^{12}B 虚衰变的总ANC，

$$(C_{\text{tot}}^{12\text{B}})^2 = (C_{1,3/2}^{12\text{B}})^2 + (C_{1,1/2}^{12\text{B}})^2. \quad (3.28)$$

使用这些不同的比例系数得到的总ANC值 $(C_{\text{tot}}^{12\text{B}})^2$ 差别小于1%，因此不会影响到 $^{11}\text{C}(p,\gamma)^{12}\text{N}$ 反应的直接俘获截面。

角分布的计算中使用了有限程近似程序PTOLEMY[63, 64]。为了考虑入射道中 d 的破裂效应，我们使用了Johnson-Soper绝热近似（adiabatic approximation）方法[66]，入射道的光学势参数通过耦合 d 核中质子、中子和靶的相互作用势得到。核子与靶的相互作用势取自参考文献[68, 89, 99]。表3.9中列出了 $^{11}\text{B}(d,p)^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ 反应角分布计算中使用的光学势参数。对于计算 $^{11}\text{B}(d,p)^{12}\text{B}$ 反应布居 ^{12}B 第一和第二激发态的角分布，入射道光学势参数与基态相同（ d 的入射能相同），出射道的光学势参数略微不同于基态的参数，这取决于转移反应布居 ^{12}B 三个不同态时出射的质子能量不相同。激发态出射道的光学势参数可以从参考文献[68, 89, 99]中核子光学势参数的能量关系得出，此处不再专门列出。

为了验证目前能量下 $^{11}\text{B}(d,p)^{12}\text{B}$ 反应布居 ^{12}B 基态、第一激发态和第二激发态的周边性，我们使用一套光学势参数计算了 ^{12}B 虚衰变的ANC与谱因子随单粒子ANC的变化，结果示于图3.18。可以看出，谱因子随单粒子ANC的变化非常剧烈，而ANC几乎保持不变。这就表明，在目前能量下 $^{11}\text{B}(d,p)^{12}\text{B}$ 反应由周边过程支配。

计算的 $^{11}\text{B}(d,p)^{12}\text{B}$ 反应布居 ^{12}B 基态、第一激发态和第二激发态的角分布与实验数据一起分别示于图3.19、图3.20和图3.21，其中实验数据取自[100, 56, 101]。为了保证好的周边性，质心系角度小于 20° 的实验数据用于导出ANC。 ^{12}B 基态、第一激发态和第二激发态虚衰变的中子ANC分别列于

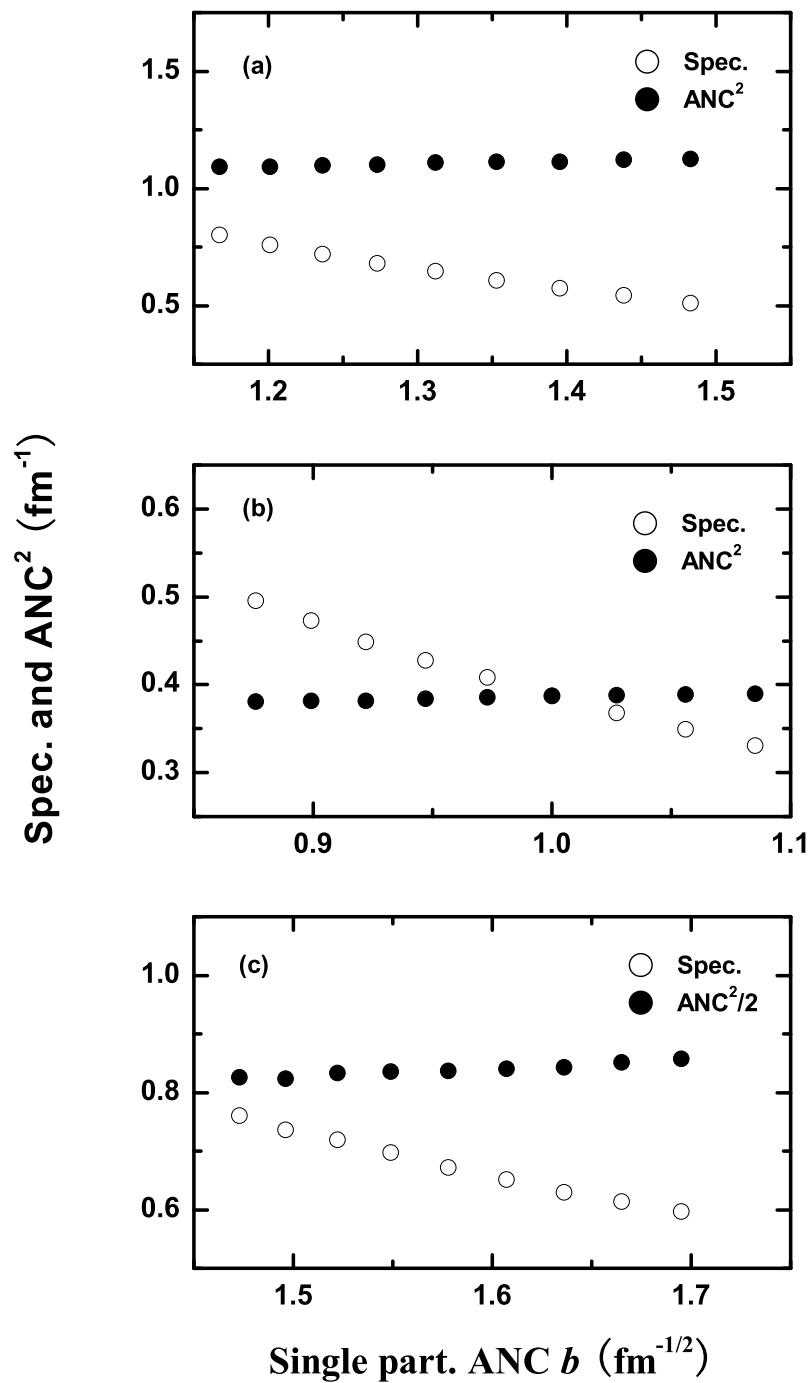


图 3.18: ^{12}B 基态、第一激发态和第二激发态虚衰变的ANC与谱因子(Spec.)随单粒子ANC(b)的变化, (a)、(b)和(c)分别代表基态、第一激发态和第二激发态。

表 3.9: $^{11}\text{B}(d, p)^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ 反应角分布计算中使用的光学势参数, 其中, V 和 W 的单位为 MeV, r 和 a 的单位为 fm。

Set No.	1		2		3	
Channel	Entrance	Exit	Entrance	Exit	Entrance	Exit
V_r	92.8	51.6	104.9	60.0	94.6	53.5
r_{0r}	1.15	1.15	1.14	1.14	1.12	1.12
a_r	0.72	0.69	0.61	0.57	0.71	0.68
W	2.65	1.29			1.97	1.04
r_w	1.72	1.14			1.72	1.12
a_w	0.42	0.69			0.42	0.68
W_s	13.2	7.9	13.9	8.14	15.4	8.49
r_{0s}	1.14	1.14	1.14	1.14	1.31	1.31
a_s	0.69	0.69	0.54	0.5	0.56	0.52
V_{so}	5.9	5.9	5.5	5.5	5.49	5.49
r_{0so}	0.8	0.8	1.14	1.14	0.89	0.89
a_{so}	0.63	0.63	0.57	0.57	0.57	0.59
r_{0c}	1.29	1.29	1.14	1.14	1.58	1.58

表3.10和表3.11。表3.10中 $(C_{1,3/2}^{12}\text{B})^2$ 和 $(C_{1,1/2}^{12}\text{B})^2$ 的值根据微观集团模型[58]计算的比例系数(0.34和0.39)的平均值给出。误差主要包括实验数据的误差和光学势不确定性带来的误差。

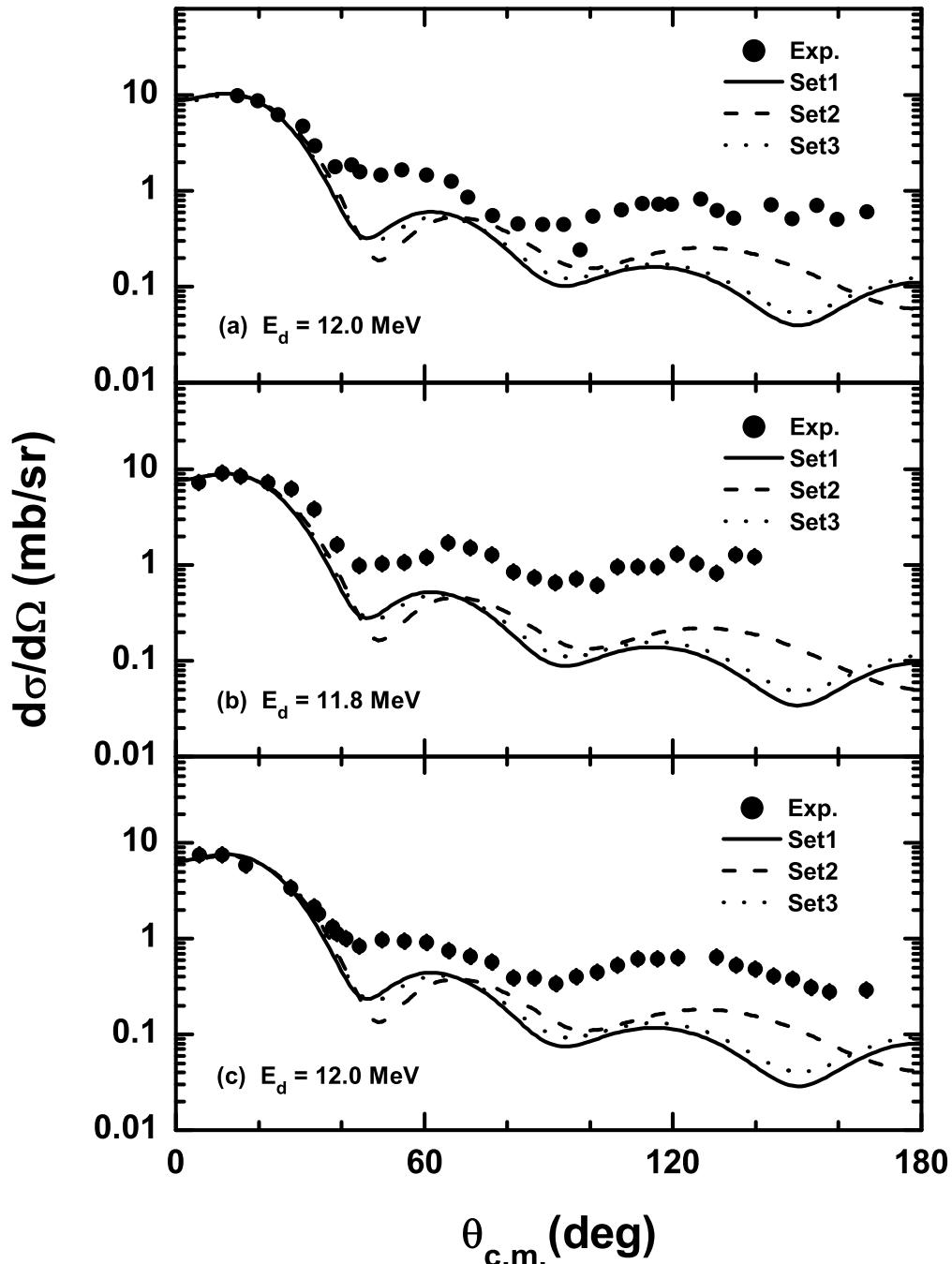


图 3.19: DWBA 计算的和实验的 $^{11}\text{B}(d, p)^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ 反应角分布, 实验数据分别取自 [100, 56, 101]。

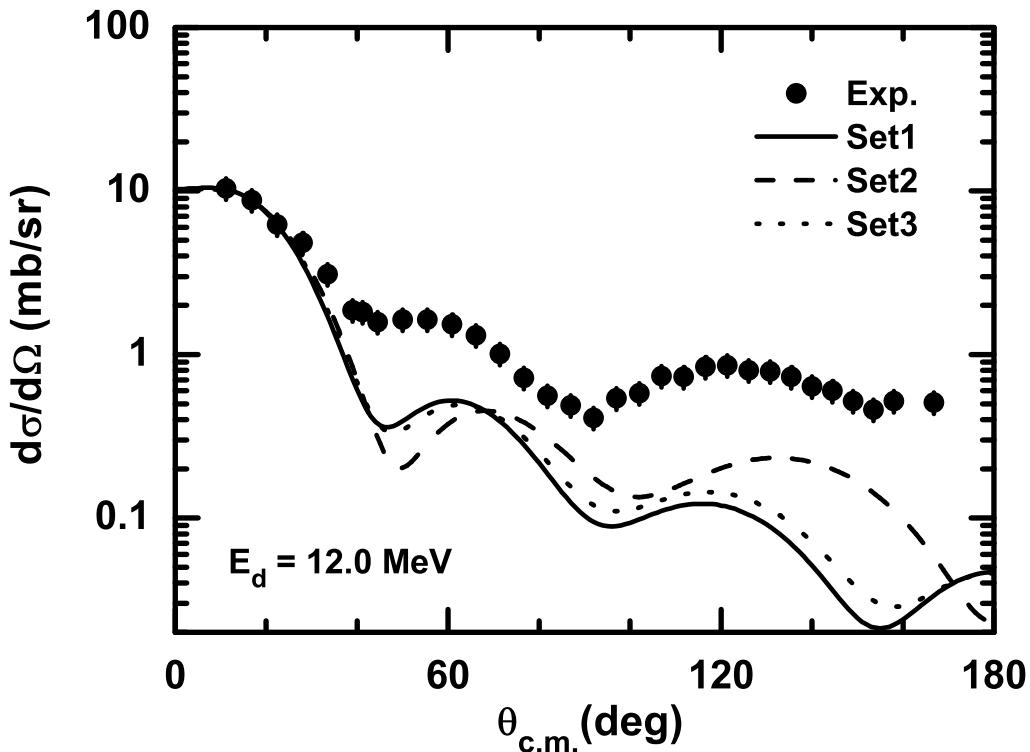


图 3.20: DWBA 计算的和实验的 $^{11}\text{B}(d, p)^{12}\text{B}$ 反应布居 ^{12}B 第一激发态的角分布, 实验数据取自 [101]。

表 3.10: 虚衰变 $^{12}\text{B}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{11}\text{B} + n$ 的中子 ANC。数字 1、2、3 分别代表从三个实验数据 [100, 56, 101] 导出的 ANC。

Experiment	ANC ² (fm ⁻¹)		
	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	total
1	1.01 ± 0.20	0.369 ± 0.072	1.38 ± 0.27
2	0.890 ± 0.180	0.325 ± 0.066	1.22 ± 0.25
3	0.744 ± 0.190	0.271 ± 0.069	1.02 ± 0.26
Average	0.881 ± 0.189	0.322 ± 0.069	1.20 ± 0.26

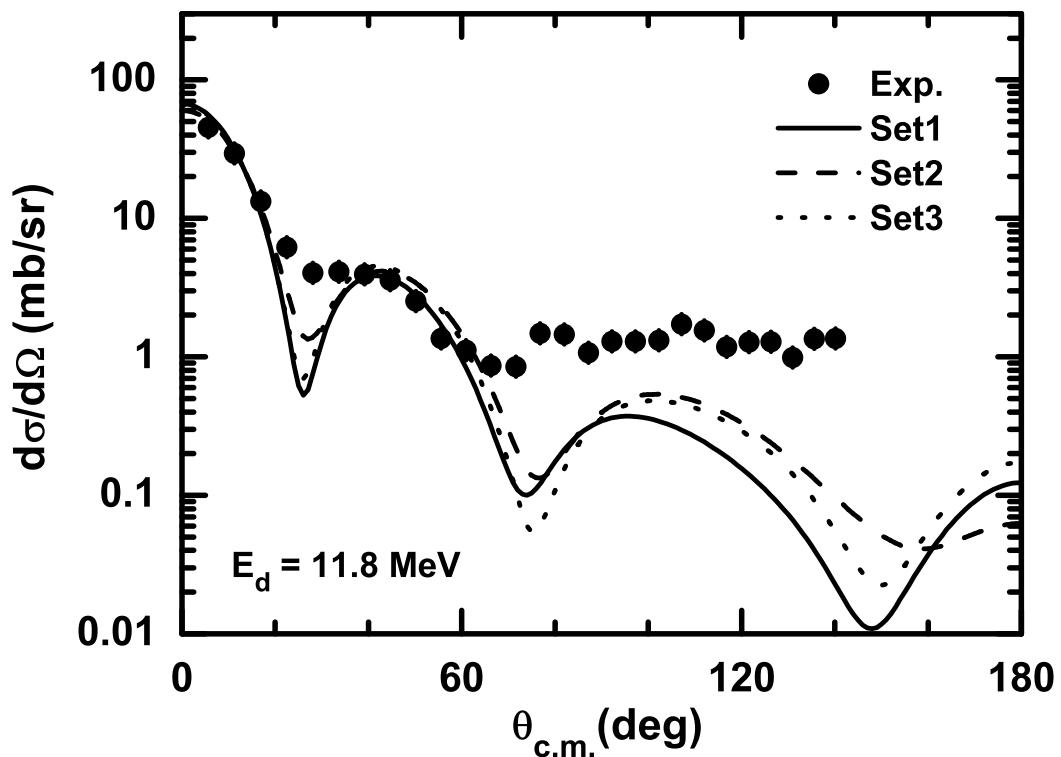


图 3.21: DWBA 计算的和实验的 $^{11}\text{B}(d, p)^{12}\text{B}$ 反应布居 ^{12}B 第二激发态的角分布, 实验数据取自 [56]。

表 3.11: ^{12}B 基态、第一激发态和第二激发态虚衰变的中子 ANC。这里, n 是径向函数除原点和无穷大以外的节点数, l 和 j 分别是转移的中子在 ^{12}B 中的轨道角动量和总角动量。

Reaction	E_x (MeV)	J^π	nlj	$\text{ANC}^2 (\text{fm}^{-1})$
$^{11}\text{B}(d, p)^{12}\text{B}$	0	1^+	$0p_{3/2}$	0.322 ± 0.069
			$0p_{1/2}$	0.881 ± 0.189
	0.953	2^+	total	1.20 ± 0.26
			$0p_{1/2}$	0.354 ± 0.107
			$1s_{1/2}$	1.98 ± 0.35

3.3.3 ^{12}N 的质子ANC和质子宽度

$^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ 与 $^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ 质子-中子ANC的比例可以通过方程3.4和3.6导出，分别等于1.38和1.33。然后利用它们的平均值和方程3.3可以得到虚衰变 $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{11}\text{C} + p$ 的质子ANC， $(C_{1,1/2}^{12}\text{N})^2 = 1.19 \pm 0.26 \text{ fm}^{-1}$ ， $(C_{1,3/2}^{12}\text{N})^2 = 0.436 \pm 0.094 \text{ fm}^{-1}$ ， $(C_{\text{tot}}^{12}\text{N})^2 = (C_{1,1/2}^{12}\text{N})^2 + (C_{1,3/2}^{12}\text{N})^2 = 1.63 \pm 0.35 \text{ fm}^{-1}$ 。这些结果都列于表3.12。

^{12}N 第一激发态质子宽度与 ^{12}B 第一激发态中子ANC的比例 R^{res} 可以通过

表 3.12: 虚衰变 $^{12}\text{N} \rightarrow ^{11}\text{C} + p$ 的ANC和 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应直接俘获的零能量天体物理S因子。 l' 代表入射波的轨道角动量。

E_x (MeV)	J^π	R	ANC^2 (fm^{-1})	l'	S_0 (keV b)
0.0	1^+	1.38	1.33(2)	1.63 ± 0.35	0 0.088 ± 0.019

方程3.8和3.9导出，分别等于2.78和2.38。然后利用它们的平均值和方程3.7导出 ^{12}N 第一激发态质子宽度为 $0.91 \pm 0.29 \text{ keV}$ 。对于 2^- 宽共振，我们取更准确的微观集团模型[59]的计算结果作为 R^{res} 值。然后利用方程3.7导出 ^{12}N 第二激发态质子宽度为 $99 \pm 20 \text{ keV}$ 。这些结果都列于表3.13。可以看出，我们工作给出的第一激发态的质子宽度远小于参考文献[98]给出的上限和[94]给出的结果。对于第二激发态的质子宽度，我们的结果与两个现有结果[98, 97]在误差范围内符合的较好。

表 3.13: ^{12}N 第一激发态和第二激发态的质子宽度以及其它能级参数。

E_x (MeV)	J^π	R^{res} (keV·fm)		Γ_p (keV)		
0.960	2^+	2.78	2.38(5)	0.91 ± 0.29	< 20 [98]	5.5 [94]
1.191	2^-	55.1 [59]	44.0(4) [59]	99 ± 20	118 ± 14 [98]	109 [97]

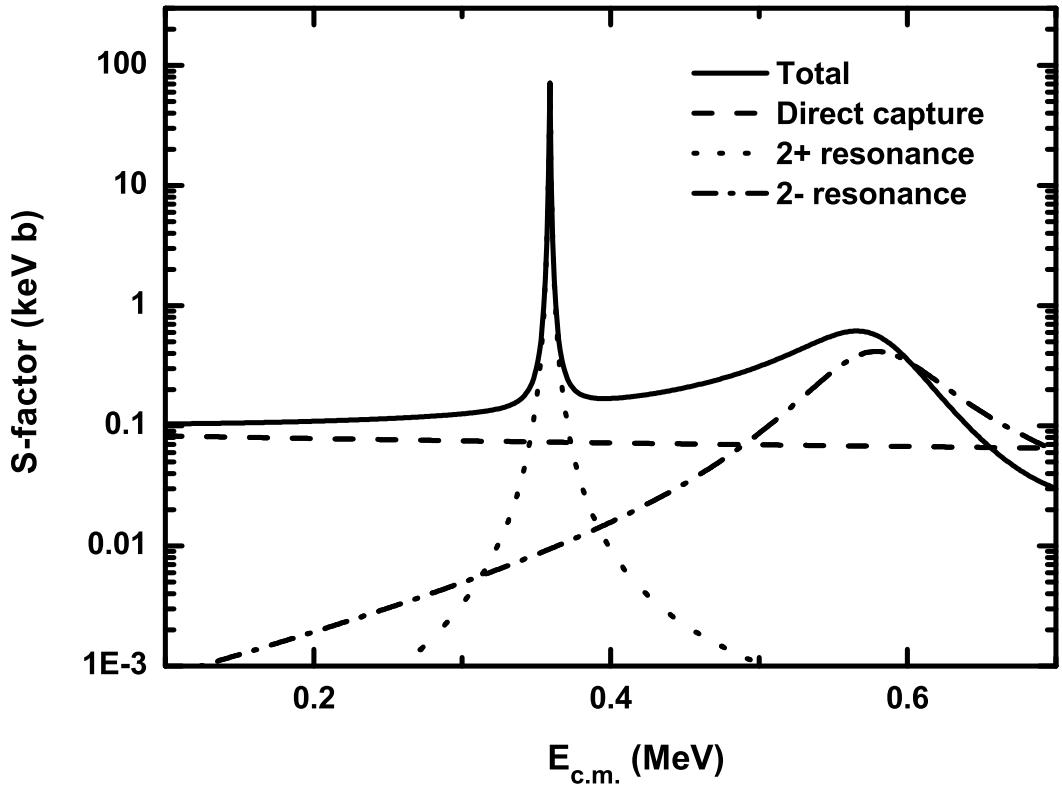


图 3.22: $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应的天体物理 S 因子, 包括直接俘获、两个共振俘获以及总的 S 因子, 总 S 因子中还包括直接俘获和 2^- 共振的干涉。

3.3.4 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应的天体物理 S 因子和反应率

利用我们工作得到的 ^{12}N 虚衰变质子 ANC 和方程 3.19 导出了 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应直接俘获贡献的反应截面, 然后通过方程 2.7 得出了直接俘获的天体物理 S 因子, 示于图 3.22。零能量的天体物理 S 因子为 $S(0) = 0.088 \pm 0.019 \text{ keV b}$, 我们的结果与其它工作的比较示于图 3.23。可以看出, 我们的结果比法国 GANIL 实验室的结果大接近 2 倍, 与其它实验结果在误差范围内较为符合。利用这五个实验结果, 我们给出了它们的加权平均值为 $S(0) = 0.092 \pm 0.009 \text{ keV b}$, 如图 3.23 中虚线所示。

我们工作中给出的质子宽度 (2^+ 共振 $\Gamma_p = 0.91 \pm 0.29 \text{ keV}$, 2^- 共振 $\Gamma_p = 99 \pm 20 \text{ keV}$) 用于计算 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应中 2^+ 和 2^- 共振的截面。计算中, 2^+ 和 2^- 共振的 γ 宽度分别取为 2.59 meV 和 $13.0 \pm 0.5 \text{ meV}$ [8, 95]。这样, 通过方程 2.20、方程 2.30 和 2.31 就可以给出 2^+ 和 2^- 共振的截面, 然后通过方程 2.7 得出了它们的天

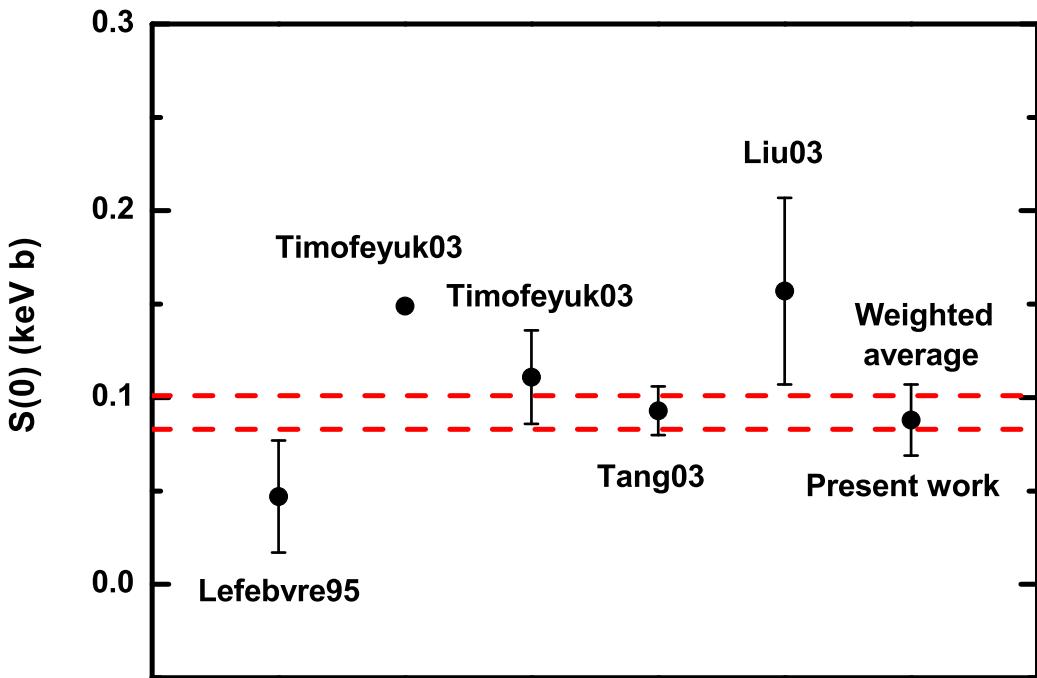


图 3.23: 现有理论和实验的 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应天体物理 $S(0)$ 因子的比较, 虚线代表五个实验结果的加权平均值。

体物理S因子, 示于图3.22。因为我们工作中给出的 2^+ 共振态的质子宽度是参考文献[96, 43]中所使用宽度的 $1/6$ ($0.91/5.5$), 所以我们给出的 2^+ 共振峰处的截面要比这两个工作给出的结果大6倍左右。

由于直接俘获和 2^- 共振俘获的入射波都是 s 波, 而且都是 $E1$ 跃迁, 因此 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应中这两个成分会发生干涉。我们通过方程2.32和2.33计算了 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应总的天体物理S因子, 德克萨斯大学通过 R 矩阵方法间接导出了方程2.32中的“ \pm ”号, 即低于 2^- 共振的部分相干增加, 高于 2^- 共振的部分相干减小[96]。由于 2^+ 共振俘获不发生干涉, 它的贡献几何相加即可, 总的S因子示于图3.22。

$^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应中直接俘获和宽的 2^- 共振以及它们干涉的反应率通过方程2.5或者2.6或者2.9作数值积分给出, 窄的 2^+ 共振反应率通过方程2.26来给出, 这些结果与总的反应率一起示于图3.24。可以看出, 在 T_9 小于0.35的温度范围内, 直接俘获在 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应中占主要贡献; 在 T_9 大于0.35的温度范围内, 2^+ 共振俘获占主要贡献。我们工作给出的总反应率以及REACLIB[8]数据库的编译

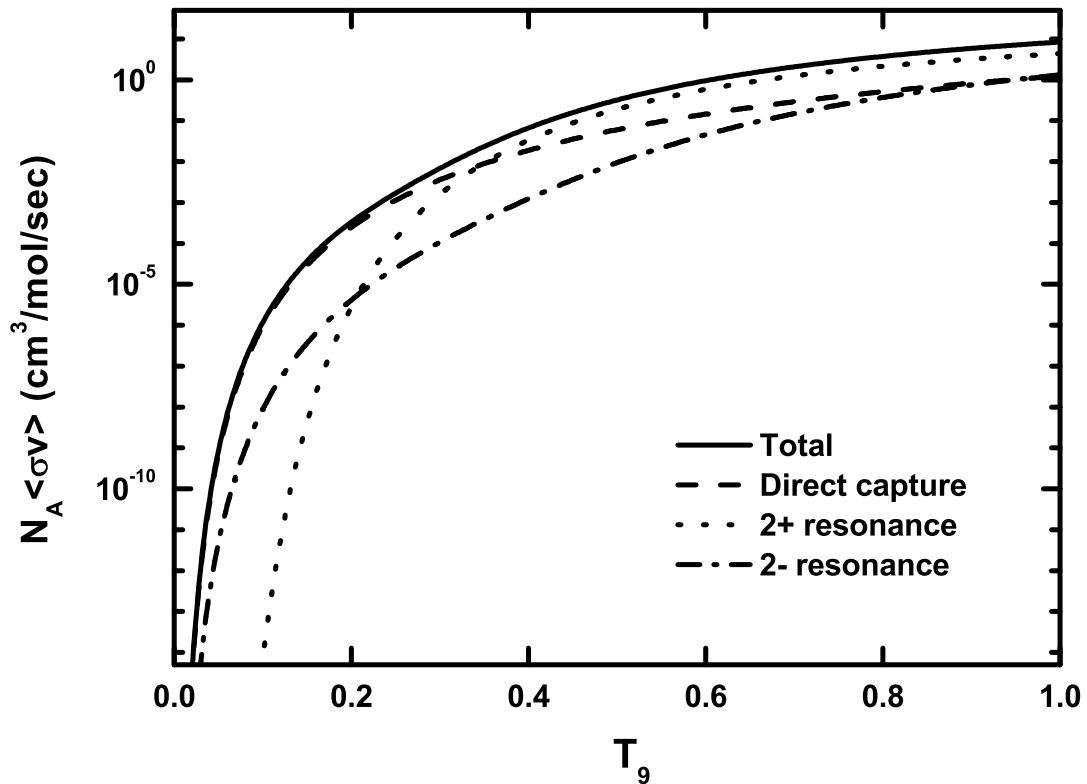


图 3.24: $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 的天体物理反应率, 包括直接俘获、两个共振俘获以及总的反应率, 总反应率中包括直接俘获和 2^- 共振的干涉。

结果列于表3.14。可以看出, 由于更大的直接俘获贡献, 我们的新结果在 T_9 小于 0.2 的温度范围内要比 REACLIB 数据库编译结果大 20 倍左右。

此外, 我们用 REACLIB 数据库的标准公式拟合了新的反应率。其中, 窄的 2^+ 共振反应率拟合如下,

$$\begin{aligned} N_A \langle \sigma v \rangle_{res} = & \exp[5.62816 - 4.16616 T_9^{-1} - 0.00430343 T_9^{-1/3} \\ & - 0.0164188 T_9^{1/3} - 0.00237595 T_9 + 0.000340253 T_9^{5/3} - 1.50506 \ln(T_9)]. \end{aligned} \quad (3.29)$$

直接俘获和宽的 2^- 共振以及它们干涉的反应率总和的拟合结果是

$$\begin{aligned} N_A \langle \sigma v \rangle_{nr} = & \exp[-8.21980 + 0.0330198 T_9^{-1} - 20.2445 T_9^{-1/3} \\ & + 32.9930 T_9^{1/3} - 3.04015 T_9 - 0.272922 T_9^{5/3} - 9.91123 \ln(T_9)]. \end{aligned} \quad (3.30)$$

在 $0.01 < T_9 < 1$ 的温度范围内, 拟合误差小于 5%。

表 3.14: 我们工作给出的 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 总反应率以及与REACLIB数据库的编译结果。

T_9	Present work	REACLIB [8]	Present/REACLIB
0.01	9.40E-21	4.94E-22	19.0
0.02	2.85E-15	1.48E-16	19.3
0.03	1.26E-12	6.45E-14	19.6
0.04	5.82E-11	2.94E-12	19.8
0.05	8.80E-10	4.41E-11	19.9
0.06	6.95E-09	3.47E-10	20.0
0.07	3.61E-08	1.79E-09	20.1
0.08	1.40E-07	6.93E-09	20.2
0.09	4.39E-07	2.17E-08	20.3
0.10	1.18E-06	5.79E-08	20.3
0.15	3.75E-05	1.83E-06	20.5
0.2	3.34E-04	1.87E-05	17.9
0.3	6.86E-03	1.86E-03	3.70
0.4	6.67E-02	3.55E-02	1.88
0.5	3.22E-01	2.02E-01	1.59
0.6	9.54E-01	6.17E-01	1.55
0.7	2.08E+00	1.32E+00	1.58
0.8	3.74E+00	2.28E+00	1.64
0.9	5.88E+00	3.42E+00	1.72
1.0	8.42E+00	4.66E+00	1.81

3.4 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应

3.4.1 研究意义、现状及方案

$^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应是CNO循环向高温CNO循环的转化反应。这两个循环都是把四个氢原子核转化成一个氦原子核、两个正电子和两个中微子，同时释放出26.73MeV的能量，是恒星能量产生的一个重要来源。CNO循环中涉及到 ^{13}N 和 ^{15}O 两个核的 β^+ 衰变，高温CNO循环涉及到的是 ^{14}O 和 ^{15}O 的 β^+ 衰变。因为 ^{14}O ($T_{1/2}=70.6\text{s}$) 的 β^+ 衰变要比 ^{13}N ($T_{1/2}=9.965\text{m}$) 快的多，所以高温CNO循环产生能量要比CNO循环快的多。因此，CNO循环向高温CNO循环转化时，能量产生率会发生快速变化。研究它们的转化反应 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 是非常重要的，其反应率的确定有助于研究CNO循环和高温CNO循环相互转化的温度密度条件。

在天体物理感兴趣能区， $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应主要由 1^- 宽共振 ($E_R=527.9\text{keV}$) 在Gamow窗口内的低能尾巴决定。近年来，已经有相当多的实验工作对该共振作了研究，其中包括 ^{13}N 束流的直接测量[22, 102]，粒子转移反应[103, 47, 52, 104]和库仑离解测量[37, 105]。这些研究很好地确定了 1^- 宽共振的共振参数。直接俘获贡献在Gamow窗口内远远低于 1^- 共振俘获的低能尾巴，但是直接俘获与共振俘获的干涉可能会对结果有不可忽略的影响。因此，直接俘获贡献的研究对于精确给出 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 的天体物理S因子和反应率是非常重要的。1993年，比利时鲁汶大学测量了 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应的积分截面，导出了 ^{14}O 的谱因子，进而给出 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的直接俘获贡献[18]。2004年，美国德克萨斯大学测量了 $^{14}\text{N}({}^{13}\text{N}, {}^{14}\text{O})^{13}\text{C}$ 质子转移反应的角分布，导出了 ^{14}O 虚衰变的ANC，并计算了 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的天体物理S因子和反应率[106]。2006年，中国原子能科学研究院测量了 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应的角分布，导出了 ^{14}O 虚衰变的ANC，并给出了 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的天体物理S因子和反应率[44]。然而，参考文献[18]中给出的低能区直接俘获天体物理S因子要比参考文献[106, 44]给出的结果小30%。此外，King等人提出了利用TRIUMF实验室DRAGON谱仪来直接测量 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应中直接俘获贡献的实验方案[107]。

我们的方案是分析中子转移反应 $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}_{\text{g.s.}}$ 的角分布，通过结合镜像核电荷对称性的ANC方法得出 ^{14}O 虚衰变的质子ANC，进而导出 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的直接俘获贡献，考虑与 1^- 共振俘获的干涉后给出总天体物理S因子和反应率。

3.4.2 $^{13}\text{C}(d,p)^{14}\text{C}$ 角分布和 ^{14}C 的中子ANC

^{13}C 和 ^{14}C 基态的自旋宇称分别是 $1/2^-$ 和 0^+ , 此外 ^{14}C 有八个中子, 因此, 根据反应前后的角动量和宇称守恒以及核子的壳层排列可知, $^{13}\text{C}(d,p)^{14}\text{C}_{\text{g.s.}}$ 反应中只包括中子转移到 $1p_{1/2}$ 轨道的贡献, 这样方程3.1变为

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} = C_d^2 (C_{1,1/2}^{14}\text{C})^2 \frac{\sigma_{1,1/2}^{\text{DW}}}{b_d^2 (b_{1,1/2}^{14}\text{C})^2}, \quad (3.31)$$

$(C_{1,1/2}^{14}\text{C})^2$ 就是我们要得到的虚衰变 $^{14}\text{C}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{13}\text{C} + n$ 的ANC。

角分布的计算中使用了有限程近似程序PTOLEMY[63, 64]。为了考虑入射道中 d 的破裂效应, 我们使用了Johnson-Soper绝热近似(adiabatic approximation)方法[66], 入射道的光学势参数通过耦合 d 核中质子、中子和靶的相互作用势得到。核子与靶的相互作用势取自参考文献[89, 99, 68]。表3.15中列出了 $^{13}\text{C}(d,p)^{14}\text{C}_{\text{g.s.}}$ 反应角分布计算中使用的光学势参数。

与方程3.1相同, 方程3.31也只有在周边过程才成立。为了验证目前能量下 $^{13}\text{C}(d,p)^{14}\text{C}$ 反应的周边性, 我们使用一套光学势参数计算了 ^{14}C 虚衰变的ANC与谱因子随单粒子ANC的变化, 结果示于图3.25。可以看出, 谱因子随单粒子ANC的变化非常剧烈, 而ANC几乎保持不变。这就表明, 在目前能量下 $^{13}\text{C}(d,p)^{14}\text{C}$ 反应由周边过程支配。

计算的 $^{13}\text{C}(d,p)^{14}\text{C}_{\text{g.s.}}$ 反应的角分布与实验数据一起示于图3.26, 其中实验数据取自[101]。为了保证好的周边性, 质心系角度小于 30° 的实验数据用于导出ANC。每一套光学势相应于一个ANC, 分别列于表3.15。取它们的平均值, 就可以得到 ^{14}C 虚衰变的中子ANC, $(C_{1,1/2}^{14}\text{C})^2 = 21.4 \pm 5.0 \text{ fm}^{-1}$ 。误差主要包括实验数据的误差(9%)和光学势不确定性带来的误差(22%)。

表 3.15: $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}_{\text{g.s.}}$ 反应角分布计算中使用的光学势参数, Entrance 和 Exit 分别代表入射道和出射道。其中, V 和 W 的单位为 MeV, r 和 a 的单位为 fm。最后一行给出了每套光学势对应的 ^{14}C 虚衰变的中子 ANC。

Set No.	Channel	1		2		3	
		Entrance	Exit	Entrance	Exit	Entrance	Exit
	V_r	105.0	58.2	94.7	51.3	92.9	49.7
	r_{0r}	1.14	1.13	1.13	1.13	1.15	1.15
	a_r	0.61	0.57	0.71	0.68	0.72	0.69
	W_s	14.1	11.2	15.4	8.2	13.2	7.3
	r_{0s}	1.14	1.14	1.31	1.31	1.15	1.15
	a_s	0.54	0.5	0.56	0.53	0.69	0.69
	V_{so}	5.5	5.5	5.5	5.4	5.9	5.9
	r_{0so}	1.14	1.13	0.91	0.91	0.83	0.83
	a_{so}	0.57	0.57	0.57	0.59	0.63	0.63
	r_{0c}	1.14	1.13	1.5	1.5	1.29	1.29
$\text{ANC}^2(\text{fm}^{-1})$		16.3 ± 2.4		22.6 ± 3.4		25.2 ± 3.8	

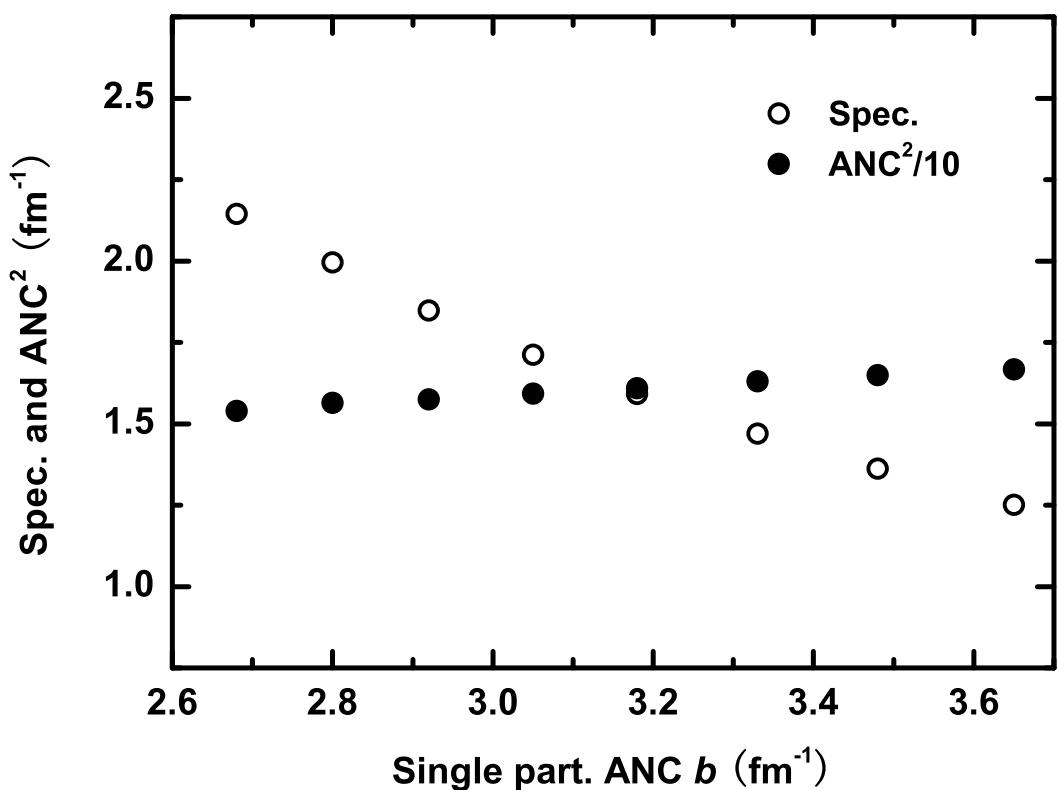


图 3.25: 虚衰变 $^{14}\text{C}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{13}\text{C} + n$ 的ANC与谱因子(Spec.)随单粒子ANC(*b*)的变化。

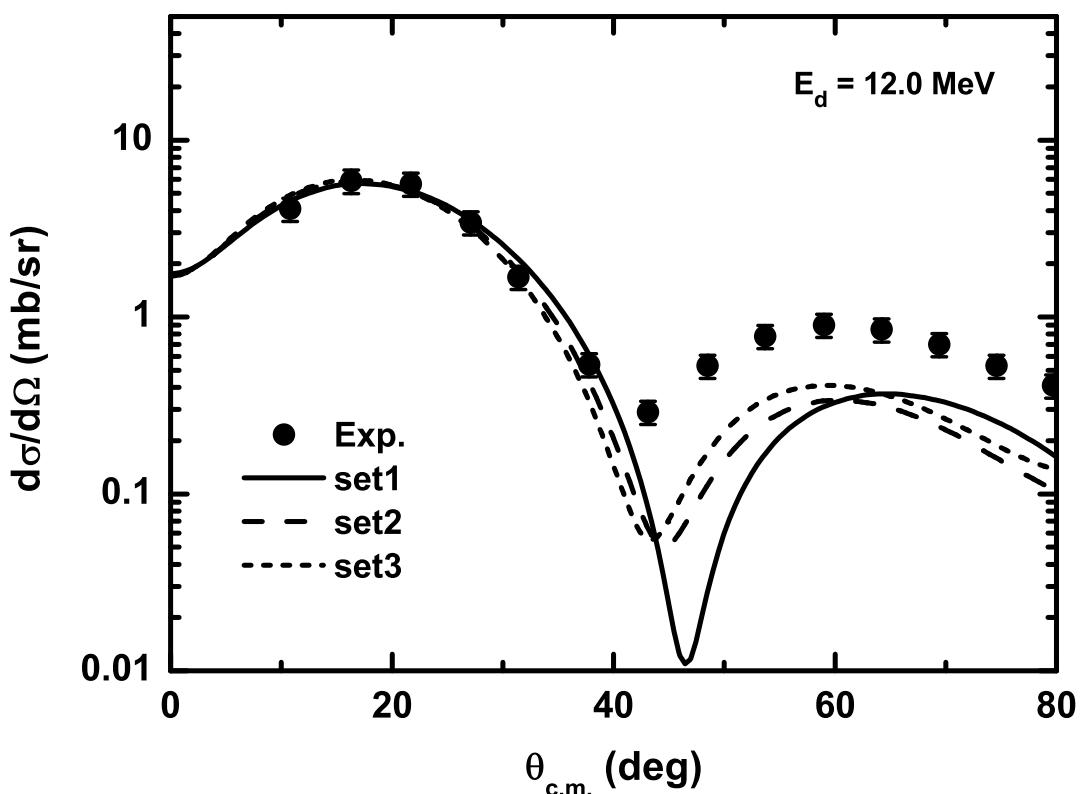


图 3.26: DWBA 计算的 $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}_{\text{g.s.}}$ 反应角分布, 实验数据取自 [101]。

3.4.3 ^{14}O 的质子ANC

^{14}O 与 ^{14}C 质子-中子ANC的比例系数可以通过方程3.4和3.6导出，分别等于1.43和1.41。然后利用它们的平均值和方程3.3可以得到虚衰变 $^{14}\text{O} \rightarrow ^{13}\text{N} + p$ 的质子ANC($C_{1,1/2}^{14}\text{O}$) $^2 = 30.4 \pm 7.1\text{fm}^{-1}$ 与谱因子SF=1.94±0.45。我们的结果比参考文献[18]中给出的谱因子(SF=0.9)大两倍左右，与参考文献[106, 44]给出的ANC(29.0±4.3fm $^{-1}$, 29.4±5.3fm $^{-1}$)一致。

3.4.4 R矩阵分析和 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 天体物理S因子与反应率

根据传统的直接俘获模型[13]， $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的直接俘获截面主要取决于从s入射波到p束缚态的E1跃迁，

$$\sigma_{dc} = \frac{16\pi}{9} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^3 \bar{e}^2 A_{ij} S_{l,j} \left| \int_0^\infty r^2 dr \phi_{l_f}(r) \psi_{l_i}(r) \right|^2, \quad (3.32)$$

其中， $\bar{e} = eN/A$ 是E1跃迁有效电荷， A_{ij} 是波函数的角度部分， $S_{l,j}$ 是单粒子谱因子。方程3.19给出的直接俘获截面只包括核外($r > R_N$)部分的贡献，等于方程3.32从 R_N 开始积分的结果。如前所述，天体物理低能区(p, γ)周边性通常很好，核内贡献可以忽略。这种情况下，方程3.19和3.32给出的截面近似相等。方程3.19和3.32的推导过程中都采用了两体近似，仅适用于周边性好的过程。 ^{14}O 质子分离能比较大(4.628MeV)，因此 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的核内贡献可能比较大。我们计算了方程3.32中共振能处的积分项，示于图3.27。可以看出，积分项在半径小于5fm的范围内贡献很大，也就是说核内贡献比较大。如前(第3.1.4节)所述，这种情况下方程3.11中反应振幅M的表述将更为复杂，这时不能只简单考虑两体近似，而必须考虑靶核中核子的自由度。此外，入射的质子与靶核中核子的反对称(antisymmetrization)效应也必须考虑。因此，方程3.19和3.32都不能用于计算 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的直接俘获截面。

本工作中，我们使用R矩阵方法解决了这个问题。接下来先简单介绍辐射俘获反应研究中的R矩阵方法。

在R矩阵方法中，辐射俘获反应C(p, γ)D的截面可以表示为[108]

$$\sigma_{J_f} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{J_i I l_i} \frac{2J_i + 1}{(2J_p + 1)(2J_C + 1)} |U_{I l_i J_f J_i}|^2, \quad (3.33)$$

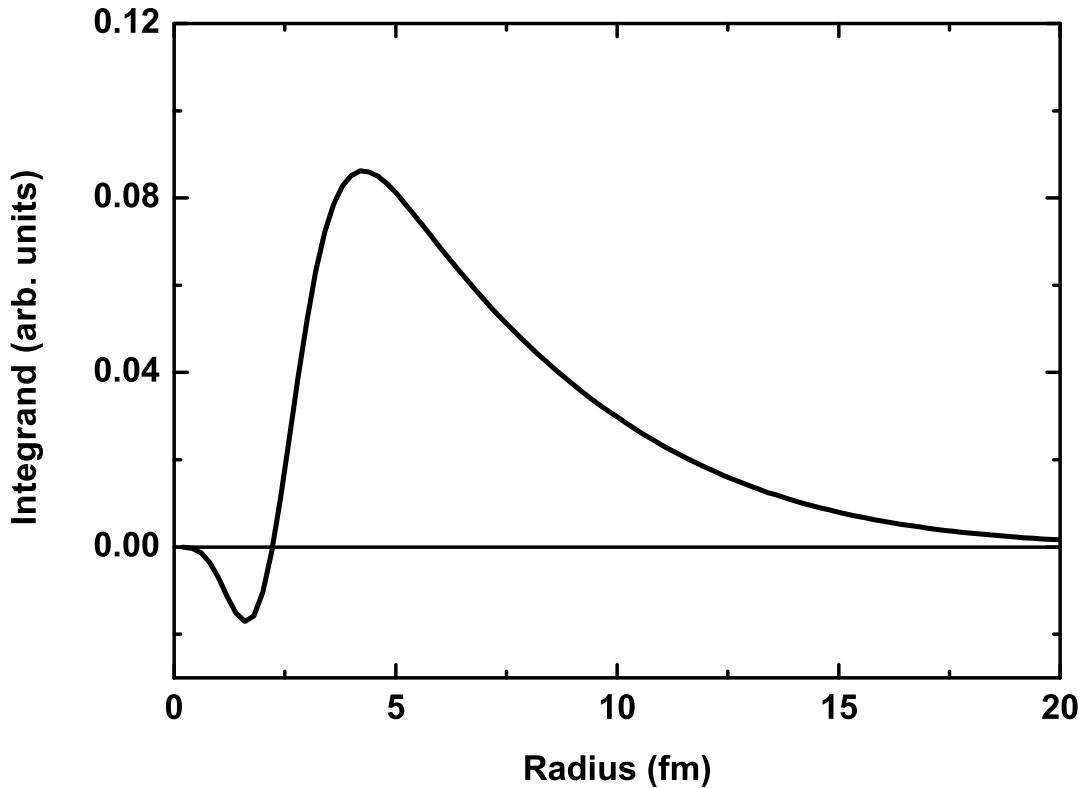


图 3.27: 基于单粒子模型计算的方程3.32中共振能处的积分项。

其中, J_f 是D核某态的自旋; J_i 、 I 和 l_i 分别是初态中 p 和C核的总角动量、道自旋和轨道角动量; k 是入射波波数; J_p 和 J_C 分别是 p 和C核的自旋; $U_{Il_i J_f J_i}$ 是从初态 (J_i, I, l_i) 向末态 (J_f, I) 跃迁的幅度。

在单能级-单反应道近似中, 共振俘获(共振能为 E_R , 自旋为 J_i)的幅度可以表述为

$$U_{Il_i J_f J_i}^R = -ie^{i(\omega_{l_i} - \phi_{l_i})} \frac{[\Gamma_{pIl_i}^{J_i}(E)\Gamma_{\gamma J_f}^{J_i}(E)]^{1/2}}{E - E_R + i\frac{\Gamma_{J_i}}{2}}, \quad (3.34)$$

其中, ϕ_{l_i} 是第 l_i 分波的硬球散射相移,

$$\phi_{l_i} = \arctan \left[\frac{F_{l_i}(k, r_c)}{G_{l_i}(k, r_c)} \right], \quad (3.35)$$

这里, F_{l_i} 和 G_{l_i} 分别是正则和非正则库仑波函数, r_c 是道半径。 ω_{l_i} 是库仑散射相移,

$$\omega_{l_i} = \sum_{n=1}^{l_i} \arctan \left(\frac{\eta_i}{n} \right), \quad (3.36)$$

η_i 是Sommerfeld参数。 $\Gamma_{pIl_i}^{J_i}(E)$ 和 $\Gamma_{\gamma J_f}^{J_i}(E)$ 分别是质子分宽度和 γ 分宽度， Γ_{J_i} 是总宽度。 $\Gamma_{pIl_i}^{J_i}(E)$ 和 $\Gamma_{\gamma J_f}^{J_i}(E)$ 的能量相关性可以通过如下方程给出，

$$\Gamma_{pIl_i}^{J_i}(E) = \frac{P_{l_i}(E)}{P_{l_i}(E_R)} \Gamma_{pIl_i}^{J_i}(E_R), \quad (3.37)$$

$$\Gamma_{\gamma J_f}^{J_i}(E) = \left(\frac{E + \varepsilon_f}{E_R + \varepsilon_f} \right)^{2L+1} \Gamma_{\gamma J_f}^{J_i}(E_R), \quad (3.38)$$

其中， $\Gamma_{pIl_i}^{J_i}(E_R)$ 和 $\Gamma_{\gamma J_f}^{J_i}(E_R)$ 分别是实验的质子宽度和 γ 宽度。实际上，这两个方程与之前的方程2.28和2.31是相同的。为了R矩阵方法的整体性，我们在此处再次给出。 $P_{l_i}(E)$ 是库仑势垒穿透几率。

直接俘获的幅度可以表述为

$$\begin{aligned} U_{Il_i J_f J_i}^{NR} &= -(2)^{3/2} i^{l_i + L - l_f + 1} e^{i(\omega_{l_i} - \phi_{l_i})} \frac{1}{\hbar k} \mu_{Cp}^{L+1/2} \\ &\times \left[\frac{Z_p e}{m_p^L} + (-1)^L \frac{Z_C e}{m_C^L} \right] \sqrt{\frac{(L+1)(2L+1)}{L}} \\ &\times \frac{1}{(2L+1)!!} (k_\gamma r_c)^{L+1/2} C_{J_f Il_f} F_{l_i}(k, r_c) \\ &\times G_{l_i}(k, r_c) W_{l_f}(2k_B r_c) \sqrt{P_{l_i}} (l_i 0 L 0 | l_f 0) \\ &\times U(L l_f J_i I; l_i J_f) J'_L(l_i l_f), \end{aligned} \quad (3.39)$$

其中，

$$J'_L(l_i l_f) = \frac{1}{r_c^{L+1}} \int_{r_c}^{\infty} dr r \frac{W_{l_f}(2k_B r)}{W_{l_f}(2k_B r_c)} \left[\frac{F_{l_i}(k, r)}{F_{l_i}(k, r_c)} - \frac{G_{l_i}(k, r)}{G_{l_i}(k, r_c)} \right], \quad (3.40)$$

这里， $W_l(2k_B r)$ 是Whittaker函数； $k_\gamma = (E + \varepsilon_f)/\hbar c$ 是出射光子的波数。

在R矩阵方法中，直接俘获的幅度包括从道半径 r_c 到无穷大的积分，核内($r < r_c$)部分的贡献被包含在共振俘获的幅度中。因此，直接俘获的截面只取决于ANC和道半径。基于本工作给出的 ^{14}O 虚衰变的ANC ($30.4 \pm 7.1 \text{ fm}^{-1}$)和已有的共振参数 ($E_R = 527.9 \pm 1.7 \text{ keV}$, $\Gamma_{tot}(E_R) = 37.3 \pm 0.9 \text{ keV}$, $\Gamma_\gamma(E_R) = 3.36 \pm 0.72 \text{ eV}$) [104]，我们通过R矩阵方法计算了 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应直接俘获和 1^- 共振俘获的天体物理S因子，结果示于图3.28。在计算直接俘获截面的过程中，道半径取为5fm。为了测试直接俘获截面对道半径的敏感性，我们利用从4.5-5.5fm的不同道半径值计算了直接俘获截面，计算结果的差异小于1%。这就克服了传统直接俘获模型计算中直接俘获截面对积分下限的敏感性。比利

时鲁汶大学在布居 ^{14}O 基态的同位旋相似态反应 $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}^*(2.31\text{MeV})$ 中观测到了低于 1^- 共振的部分相干增加，高于 1^- 共振的部分相干减小的现象[18]。此外，德克萨斯大学通过 R 矩阵方法也间接发现了 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应中直接俘获和共振俘获在低于 1^- 共振的部分相干增加的现象[106]。基于这种干涉模式，我们通过方程2.32导出了 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应总的天体物理S因子，如图3.28所示。我们的总S因子比参考文献[18]中给出的结果大40%左右，与参考文献[106, 44]给出的结果一致。

$^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应中直接俘获和宽的 1^- 共振以及它们干涉的反应率通过方

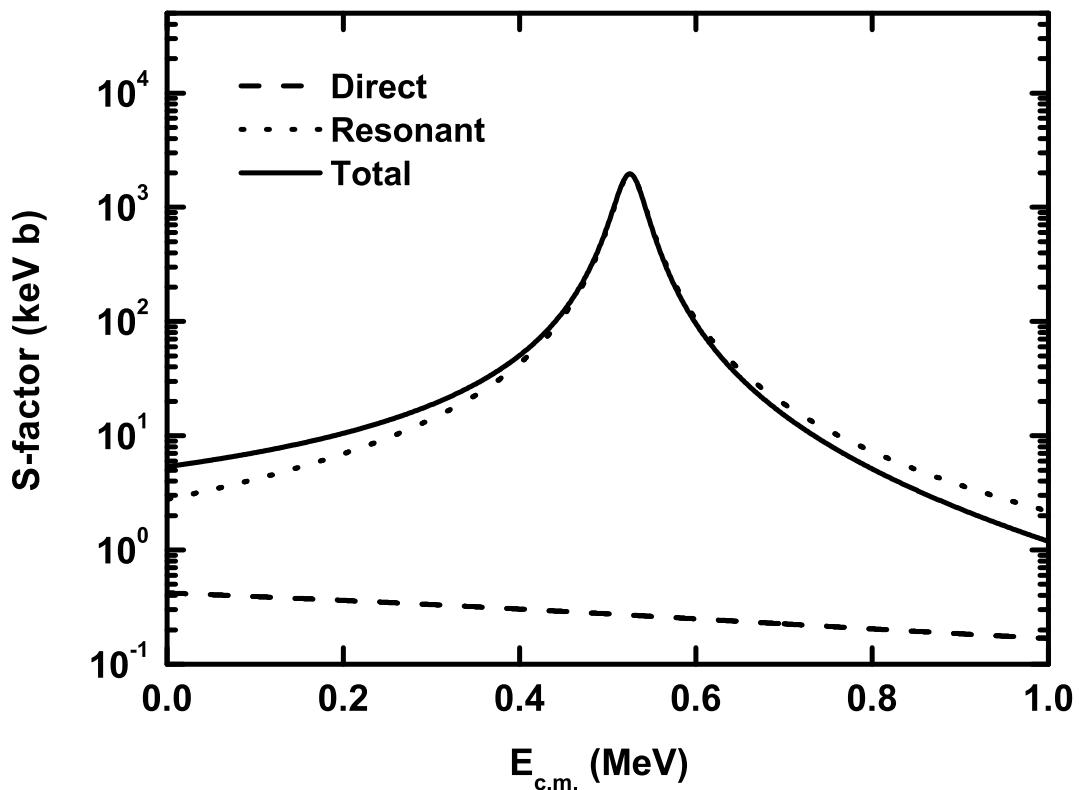


图 3.28: $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的天体物理S因子，包括直接俘获、 1^- 共振俘获以及总的S因子，总S因子中还包括直接俘获和 1^- 共振的干涉。

程2.5、2.6或者2.9作数值积分给出，我们的结果与NACRE数据库采用的结果一起列于表3.16。可以看出，在 T_9 小于0.1的温度范围内，我们给出的总反应率比NACRE数据库采用的结果大2倍左右；在 T_9 大于0.6的温度范围内，这两个结果几乎是相同的。

表 3.16: $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的总反应率 $N_A < \sigma v >$ ($\text{cm}^3\text{mole}^{-1}\text{s}^{-1}$)与NACRE数据库的编译结果。

T_9	Present	NACRE	Present/NACRE
0.01	4.18×10^{-22}	2.01×10^{-22}	2.08
0.02	5.75×10^{-16}	2.78×10^{-16}	2.07
0.03	5.38×10^{-13}	2.63×10^{-13}	2.05
0.04	4.01×10^{-11}	1.99×10^{-11}	2.02
0.05	8.60×10^{-10}	4.34×10^{-10}	1.98
0.06	8.92×10^{-9}	4.58×10^{-9}	1.95
0.07	5.77×10^{-8}	3.02×10^{-8}	1.91
0.08	2.70×10^{-7}	1.44×10^{-7}	1.88
0.09	9.96×10^{-7}	5.43×10^{-7}	1.83
0.10	3.07×10^{-6}	1.71×10^{-6}	1.80
0.15	1.67×10^{-4}	1.03×10^{-4}	1.62
0.20	2.16×10^{-3}	1.45×10^{-3}	1.49
0.30	6.58×10^{-2}	4.66×10^{-2}	1.41
0.40	9.61×10^{-1}	7.65×10^{-1}	1.26
0.50	8.20×10^0	7.41×10^0	1.11
0.60	3.91×10^1	3.74×10^1	1.04
0.70	1.21×10^2	1.19×10^2	1.02
0.80	2.82×10^2	2.79×10^2	1.01
0.90	5.38×10^2	5.34×10^2	1.01
1.00	8.91×10^2	8.86×10^2	1.01

此外，我们拟合了新的总反应率，拟合结果如下，

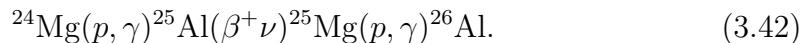
$$\begin{aligned}
 N_A \langle \sigma v \rangle = & \exp[79.7813 + 0.0558947 T_9^{-1} - 19.4717 T_9^{-1/3} \\
 & - 105.969 T_9^{1/3} + 97.0679 T_9 - 46.0914 T_9^{5/3} + 4.85749 \ln(T_9)] \\
 & + \exp[83.9653 - 0.329231 T_9^{-1} - 20.1698 T_9^{-1/3} - 105.974 T_9^{1/3} \\
 & + 71.8732 T_9 - 22.7856 T_9^{5/3} + 3.53815 \ln(T_9)]. \quad (3.41)
 \end{aligned}$$

在 $0.01 < T_9 < 1$ 的温度范围内，拟合误差小于7%。

3.5 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应

3.5.1 研究意义、现状及方案

太阳系的年龄约为 4.6×10^9 年, ^{26}Al 基态的半衰期为 7.2×10^5 年。因此, 若无新的天体事件, ^{26}Al 应该是已经灭绝的核素。然而, 1982年天文学观测到了来自 ^{26}Al 衰变的1.809MeV的 γ 射线[109]。这说明至少直到距今 10^6 年前宇宙中还在继续合成 ^{26}Al 。这些 ^{26}Al 很可能通过rp过程产生, 所有产生和消灭 ^{26}Al 的反应以及影响其丰度的反应都是重要的。此外, 因为同核异能态 ^{26m}Al ($E_x = 0.228\text{MeV}$, $T_{1/2}=6.34\text{s}$) 在高温天体环境中会被显著地布居, 所以 ^{26m}Al 的相关反应也是重要的。新星爆发和x射线爆都可能是产生 ^{26}Al 的天体环境[110, 111]。 ^{26}Al 主要通过如下反应链合成,



该主链也可能通过 $^{25}\text{Al}(p, \gamma)^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应链跨越过去。此外, ^{26}Al 的同核异能态能够通过 $^{25}\text{Al}(p, \gamma)^{26}\text{Si}(\beta^+ \nu)^{26m}\text{Al}$ 合成。因此, $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应可能影响 ^{26}Al 基态和同核异能态的平衡丰度。

1986年, Wiescher等人基于镜像核的能级结构估算 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应率[112]。1995年, Herndl等人通过壳模型计算给出了 ^{27}P 第一激发态和第二激发态的质子宽度与 γ 宽度, 并计算了 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应率[113]。1997年, Rauscher等人基于Hauser-Feshbach理论计算了 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应率[114]。2001年, 美国密西根州立大学通过 $^{28}\text{Si}(^{7}\text{Li}, ^{8}\text{He})^{27}\text{P}$ 反应第一次测出了 ^{27}P 的第一激发态, 并计算了 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应率[50]。2005年, 日本理化研究所通过库仑离解方法测量了 ^{27}P 第一激发态的 γ 宽度, $\Gamma_\gamma=(3.60\pm0.54)\times10^{-10}\text{MeV}$ [115], 后来, 作者把该值更新为 $\Gamma_\gamma=(3.7\pm2.2)\times10^{-9}\text{MeV}$ [116]。迄今为止, 仍无 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应直接俘获贡献的实验研究。

我们的方案是分析中子转移反应 $^{26}\text{Mg}(d, p)^{27}\text{Mg}$ 布居 ^{27}Mg 基态、第一激发态和第二激发态的角分布, 通过结合镜像核电荷对称性的ANC方法得出 ^{27}P 虚衰变的质子ANC以及 $3/2^+$ 和 $5/2^+$ 两个共振态的质子宽度, 进而导出 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应的天体物理S因子和反应率。本方案既可以给出 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应的直接俘获贡献, 也可以给出共振俘获贡献的部分信息, 即共振态的质子宽度。

表 3.17: $^{26}\text{Mg}(d, p)^{27}\text{Mg}$ 反应布居 ^{27}Mg 基态、第一激发态和第二激发态的角分布计算中使用的光学势参数, 其中, V 和 W 的单位为MeV, r 和 a 的单位为fm。 D 和 P 分别指入射道和出射道。

Set	D	$P1$	$P2$	$P3$	$P4$
V_r	95.2	$57.9-0.55E_p$	$58.3-0.32E_p$	49.14	52.6
r_{0r}	1.049	1.25	1.17	1.174	1.27
a_r	0.836	0.65	0.75	0.736	0.66
W_s	24.14	9.0	$13.13-0.25E_p$	8.06	6.6
r_{0s}	1.399	1.25	1.32	1.19	1.2
a_s	0.619	0.47	0.59	0.562	0.66
V_{so}	7.0	7.5	6.2	5.29	6.1
r_{0so}	0.9	1.25	1.01	1.06	1.27
a_{so}	0.6	0.65	0.75	0.546	0.66
r_{0c}	1.3	1.25	1.36	1.17	1.25

3.5.2 $^{26}\text{Mg}(d, p)^{27}\text{Mg}$ 角分布和 ^{27}Mg 的中子ANC

我们计算了 $^{26}\text{Mg}(d, p)^{27}\text{Mg}$ 反应布居 ^{27}Mg 基态、第一激发态和第二激发态的角分布, 计算中使用了零程近似的DWBA程序DWUCK4[117]。计算结果与实验角分布的比较示于图3.29, 其中实验数据取自[118]。DWBA计算中使用的光学势参数列于表3.17, 其中入射道的光学势参数通过拟合 $d+^{26}\text{Mg}$ 弹性散射数据获得[118], 出射道的光学势参数分别取自参考文献[119, 120, 67]。

为了验证目前能量下 $^{26}\text{Mg}(d, p)^{27}\text{Mg}$ 反应布居 ^{27}Mg 基态、第一激发态和第二激发态的周边性, 我们使用一套光学势参数计算了 ^{27}Mg 基态、第一激发态和第二激发态虚衰变的ANC与谱因子随单粒子ANC的变化, 结果示于图3.30。可以看出, 谱因子随单粒子ANC的变化非常剧烈, 而ANC几乎保持不变。这就表明, 在目前能量下 $^{26}\text{Mg}(d, p)^{27}\text{Mg}$ 反应由周边过程支配。

通过方程3.1, 我们就可以导出 ^{27}Mg 基态、第一激发态和第二激发态虚衰变的中子ANC, 如表3.18所列。误差主要包括实验数据的误差和光学势不确定性带来的误差。

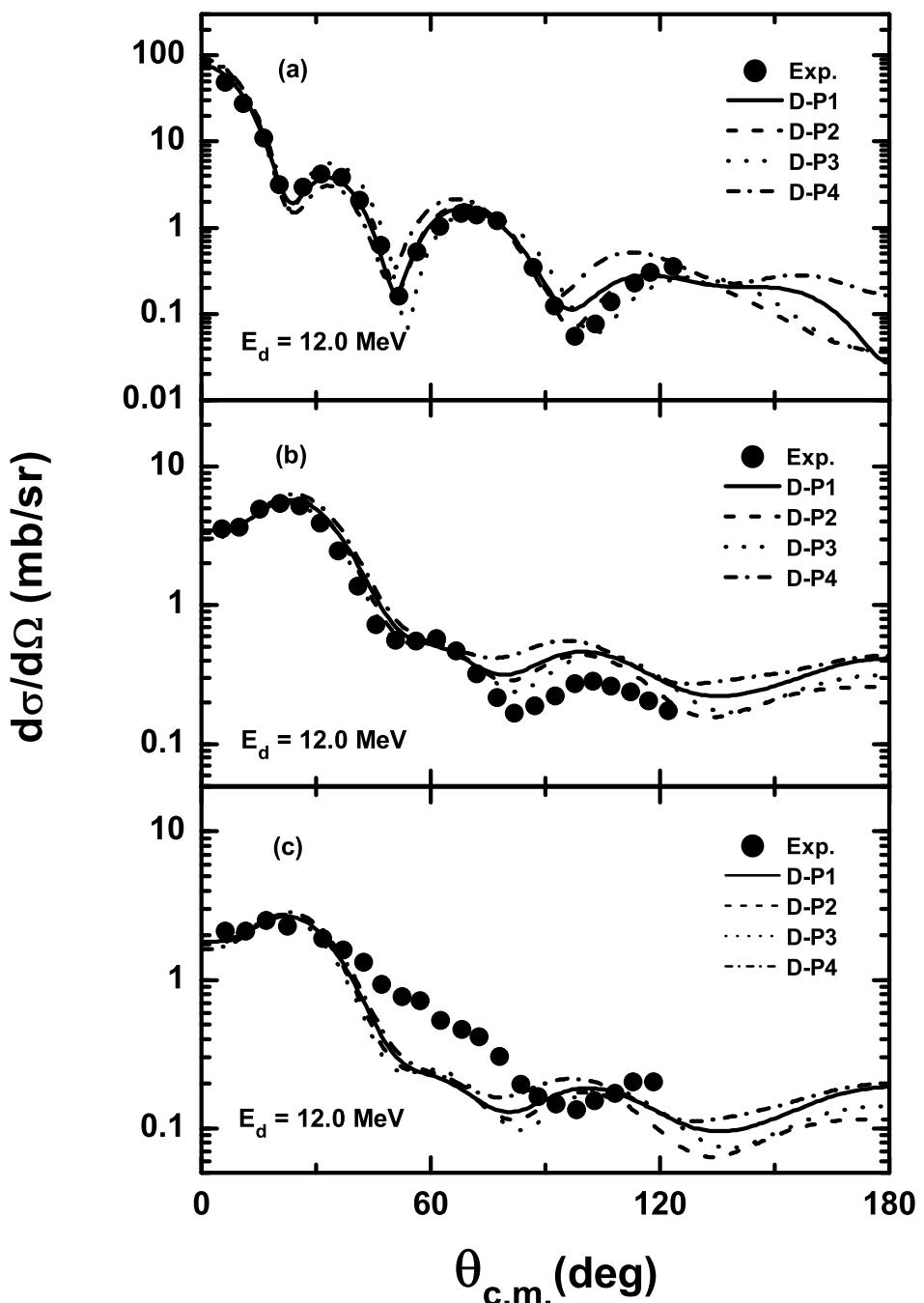


图 3.29: DWBA 计算的和实验的 $^{26}\text{Mg}(d, p)^{27}\text{Mg}$ 反应布居 ^{27}Mg 基态、第一激发态和第二激发态的角分布, (a)、(b) 和 (c) 分别代表基态、第一激发态和第二激发态。

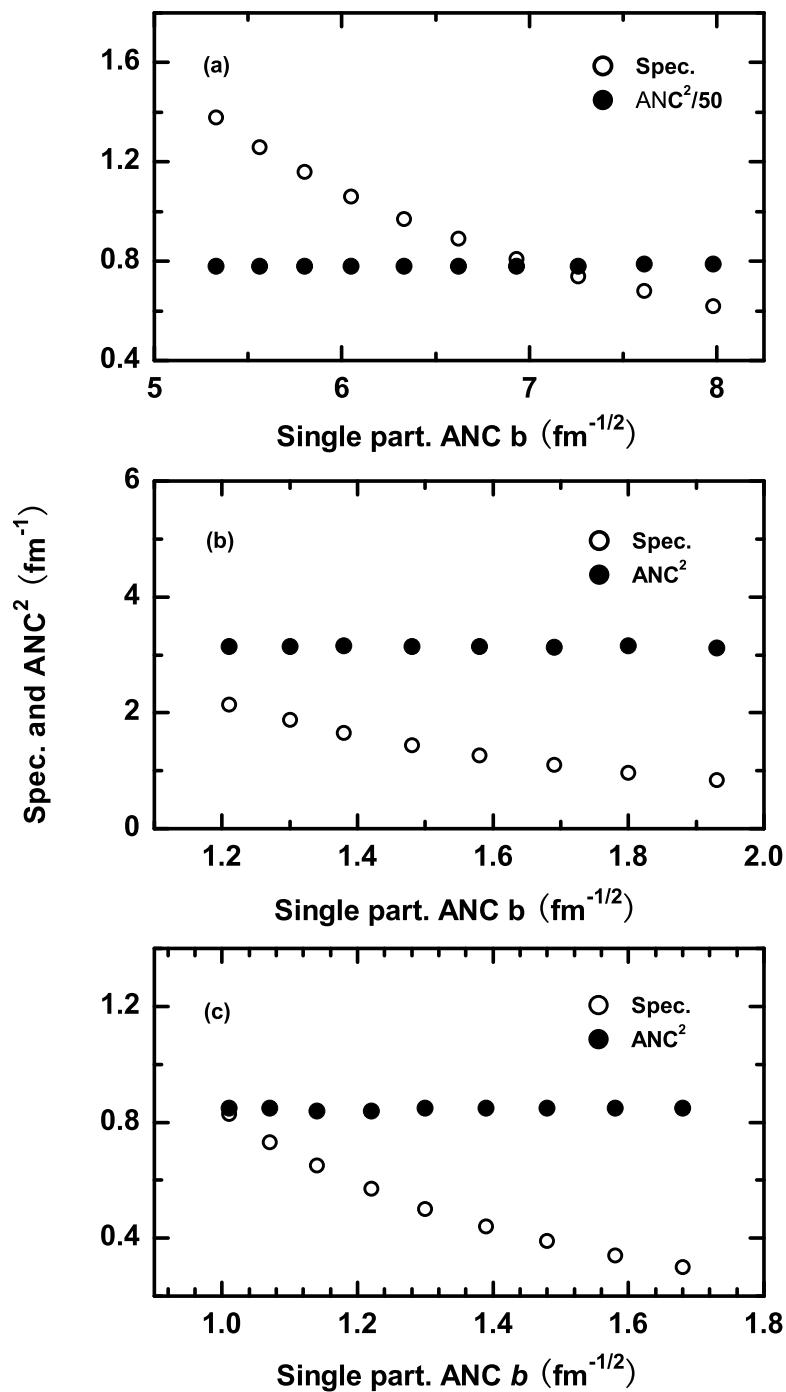


图 3.30: ^{27}Mg 基态、第一激发态和第二激发态虚衰变的ANC与谱因子(Spec.)随单粒子ANC(b)的变化, (a)、(b)和(c)分别代表基态、第一激发态和第二激发态。

表 3.18: ^{27}Mg 基态、第一激发态和第二激发态虚衰变的中子ANC。这里, n 是径向函数除原点和无穷大以外的节点数, l 和 j 分别是转移的中子在 ^{12}B 中的轨道角动量和总角动量。

Reaction	E_x (MeV)	J^π	nlj	ANC 2 (fm $^{-1}$)
$^{26}\text{Mg}(d, p)^{27}\text{Mg}$	0	$1/2^+$	$1s_{1/2}$	44.0 ± 5.3
	0.985	$3/2^+$	$0d_{3/2}$	3.40 ± 0.32
	1.698	$5/2^+$	$0d_{3/2}$	0.90 ± 0.08

表 3.19: 虚衰变 $^{27}\text{P}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{26}\text{Si} + p$ 的ANC和 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应直接俘获的零能量天体物理S因子。 l' 代表入射波的轨道角动量。

Reaction	R	ANC 2 (fm $^{-1}$)	l'	S_0 (eV b)
$^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$	44.2	39.5	1840 ± 240	p $(8.7 \pm 1.1) \times 10^4$ 3.6×10^4 [113]

3.5.3 ^{27}P 的质子ANC和质子宽度

$^{27}\text{P}_{\text{g.s.}}$ 与 $^{27}\text{Mg}_{\text{g.s.}}$ 质子-中子ANC的比例可以通过方程3.4和3.6导出, 然后利用它们的平均值和方程3.3可以得到虚衰变 $^{27}\text{P}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{26}\text{Si} + p$ 的质子ANC, 这些结果列于表3.19。

^{27}P 前两个激发态质子宽度与 ^{27}Mg 前两个激发态中子ANC的比例 R^{res} 可以通过方程3.8和3.9导出, 然后利用它们的平均值和方程3.7导出了 ^{27}P 第一、第二激发态质子宽度, 分别为 $(1.27 \pm 0.12) \times 10^{-8}\text{MeV}$ 和 $(1.74 \pm 0.16) \times 10^{-5}\text{MeV}$ 。结合其它工作给出的 γ 宽度, 我们也给出了相应的共振强度 ω_γ , 分别为 $(5.4 \pm 0.1) \times 10^{-9}\text{MeV}$ 和 $9.9 \times 10^{-10}\text{MeV}$ 。所有这些结果列于表3.20。对于第一个共振($3/2^+$), 我们给出的质子宽度比参考文献[113, 50]给出的结果分别大7.5倍和3.6倍, 由于该共振态的质子宽度与 γ 宽度相差不多, 因此我们给出的共振强度也比这两个工作给出的结果分别大3.6倍和1.5倍。对于第二个共振($5/2^+$), 我们给出的质子宽度比参考文献[113, 50]给出的结果分别大30%和2.3倍, 但是由于该共振态的质子宽度远大于 γ 宽度, 这种情况下共振强度由 γ 宽度决定, 因

表 3.20: ^{27}P 第一、第二激发态的质子宽度和 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应第一、第二个共振的共振强度 $\omega\gamma$ 。

Reaction	$^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$	
E_x (MeV)	1.199	1.631
E_R (MeV)	0.338	0.770
J^π	$3/2^+$	$5/2^+$
Γ_γ (MeV)	3.43×10^{-9} [50]	3.3×10^{-10} [50]
R^{res} (MeV·fm)	3.81×10^{-9}	1.99×10^{-5}
	3.64×10^{-9}	1.86×10^{-5}
	$(1.27 \pm 0.12) \times 10^{-8}$	$(1.74 \pm 0.16) \times 10^{-5}$
Γ_p (MeV)	1.7×10^{-9} [113]	1.36×10^{-5} [113]
	3.5×10^{-9} [50]	7.5×10^{-6} [50]
	$(5.4 \pm 0.1) \times 10^{-9}$	9.9×10^{-10}
$\omega\gamma$ (MeV)	1.51×10^{-9} [113]	9.9×10^{-10} [113]
	3.5×10^{-9} [50]	9.9×10^{-10} [50]

此我们给出的共振强度与这两个工作给出的结果是相等的。

3.5.4 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应的天体物理S因子和反应率

利用本工作给出的 ^{27}P 虚衰变的质子ANC和方程3.19导出了 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应的直接俘获截面, 然后通过方程2.7得出了反应的天体物理S因子, 示于图3.31。零能量的天体物理S因子为 $S(0)=(8.7 \pm 1.1) \times 10^4 \text{ eV b}$, 列于表3.19, 我们的结果比壳模型计算[113]大2.4倍左右。

我们工作中给出的质子宽度用于计算 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应中 $3/2^+$ 和 $5/2^+$ 共振的截面。计算中, $3/2^+$ 和 $5/2^+$ 共振的 γ 宽度分别取为 $3.43 \times 10^{-9} \text{ MeV}$ 和 $3.3 \times 10^{-10} \text{ MeV}$ [113]。 ^{27}P 第一激发态的 γ 跃迁可能有E2和M1两种类型, 基于单粒子模型估算了它们的混合比, $E2/M1=0.033$ [121]。由于选择定则, ^{27}P 第二激发态只有E2跃迁。此外, 因为直接俘获是E1跃迁, 所以直接俘获与两个共振俘获都不会发生干涉。这样, 通过方程2.20、方程2.30和2.31就可以给出 $3/2^+$ 和 $5/2^+$ 共

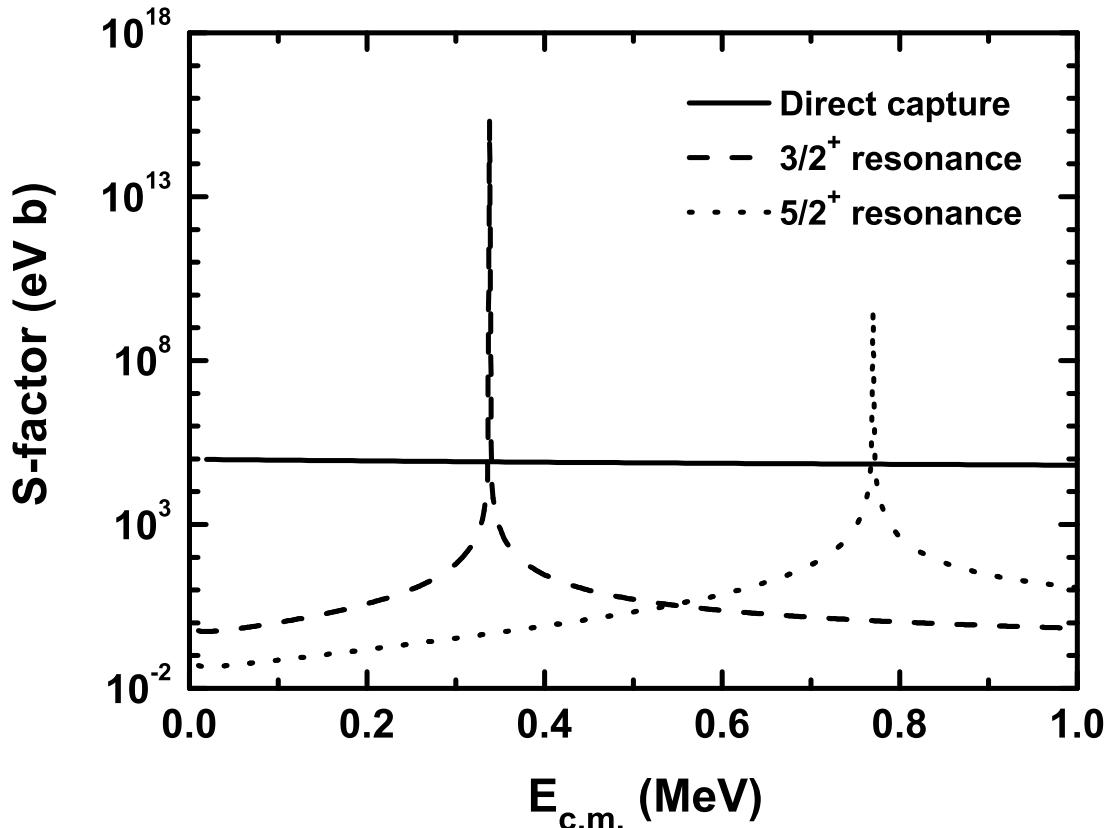


图 3.31: ${}^{26}\text{Si}(p, \gamma){}^{27}\text{P}$ 反应的天体物理 S 因子, 包括直接俘获和两个共振俘获的贡献。

振的截面, 然后通过方程 2.7 得出了它们的天体物理 S 因子, 示于图 3.31。

${}^{26}\text{Si}(p, \gamma){}^{27}\text{P}$ 反应中直接俘获的反应率通过方程 2.6 或者 2.9 作数值积分给出, $3/2^+$ 和 $5/2^+$ 窄共振的反应率通过方程 2.26 来给出, 这些结果示于图 3.32。可以看出, 在 T_9 小于 0.1 的温度范围内, 直接俘获在 ${}^{26}\text{Si}(p, \gamma){}^{27}\text{P}$ 反应中占主要贡献; 在 T_9 大于 0.1 的温度范围内, $3/2^+$ 共振俘获占主要贡献。我们工作给出的总反应率以及与其它工作结果 [112, 113, 114, 50] 的比较列于表 3.21。

此外, 我们用 REACLIB 数据库的标准公式拟合了新的总反应率, 拟合结果

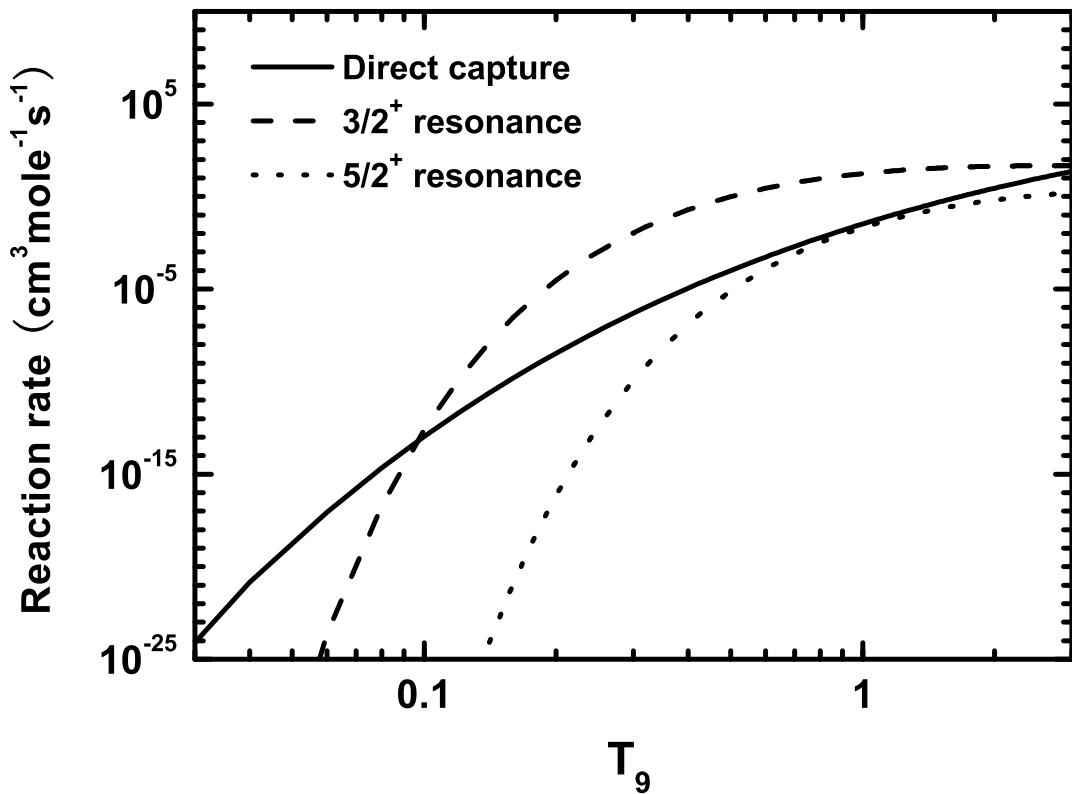


图 3.32: $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 的天体物理反应率, 包括直接俘获和两个共振俘获的贡献。

如下,

$$\begin{aligned}
 N_A \langle \sigma v \rangle = & \exp[28.8367 - 0.0178678T_9^{-1} - 21.9022T_9^{-1/3} - 11.9172T_9^{1/3} \\
 & + 1.89536T_9 - 0.307187T_9^{5/3} + 2.59491 \ln(T_9)] + \exp[4.50257 \\
 & - 3.91532T_9^{-1} - 0.888354T_9^{-1/3} + 3.64886T_9^{1/3} - 0.607937T_9 \\
 & + 0.108233T_9^{5/3} - 2.57466 \ln(T_9)]. \quad (3.43)
 \end{aligned}$$

在 $0.02 < T_9 < 2$ 的温度范围内, 拟合误差小于 1%。

表 3.21: $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应的总反应率 $N_A < \sigma v >$ ($\text{cm}^3\text{mole}^{-1}\text{s}^{-1}$)。

T_9	Present work	Ref. [112]	Ref. [113]	Ref. [114]	Ref. [50]
0.1	3.63×10^{-13}	1.68×10^{-13}	6.19×10^{-13}	2.50×10^{-9}	2.67×10^{-13}
0.2	2.96×10^{-5}	5.34×10^{-9}	2.37×10^{-5}	7.50×10^{-5}	2.98×10^{-5}
0.3	1.11×10^{-2}	7.92×10^{-7}	6.30×10^{-3}	4.28×10^{-3}	1.16×10^{-2}
0.4	1.90×10^{-1}	1.85×10^{-5}	9.04×10^{-2}	4.29×10^{-2}	2.02×10^{-1}
0.5	9.64×10^{-1}	1.85×10^{-4}	4.14×10^{-1}	1.97×10^{-1}	1.04×10^0
0.6	2.71×10^0	1.16×10^{-3}	1.09×10^0	5.92×10^{-1}	2.95×10^0
0.7	5.48×10^0	5.10×10^{-3}	2.09×10^0	1.36×10^0	5.99×10^0
0.8	9.04×10^0	1.70×10^{-2}	3.32×10^0	2.62×10^0	9.92×10^0
0.9	1.31×10^1	4.53×10^{-2}	4.67×10^0	4.45×10^0	1.44×10^1
1.0	1.73×10^1	1.02×10^{-1}	6.04×10^0	6.88×10^0	1.90×10^1
1.5	3.54×10^1	1.46×10^0	1.17×10^1	2.76×10^1	3.90×10^1
2.0	4.68×10^1	7.15×10^0	1.57×10^1	5.88×10^1	5.06×10^1

第四章 攻读博士期间参加的其它工作

4.1 利用低能质子束产生高强度的¹¹C束流

TRIUMF实验室的放射性束流设备ISAC使用的是在线同位素分离方法，该设备利用高能(500MeV)强流质子束已经成功地产生了^{8,9,11}Li、²¹Na和⁷⁴Rb等高强度放射性束流，但是由于¹¹C、¹³N、^{14,15}O和¹⁷F等核素不同的化学性质，它们在靶核高温下扩散进离子源时有较大损失，再加上离子源效率较低，因此目前难以产生满足实验要求的这些放射性核素的高强度束流。

最近，Berkeley实验室提出了一种利用低能质子产生放射性束流的新方法，该方法是多年来核医学中产生类似放射性同位素方法的延伸。利用该方法，Berkeley实验室产生了较高强度的¹¹C和¹⁴O束流[122, 123]。本工作是利用TRIUMF实验室放射性束流设备ISAC研究这种新方法，它是一个已经批准的实验E995[124]的研究内容。由于¹¹C半衰期较长(20.3m)以及已经批准的实验E983[125]的束流要求，因此它被选择作为验证该方法的第一种离子。该方法的成功将会使TRIUMF实验室拥有两种产生放射性束流的方法，能够产生更多种类的高强度放射性束流。

4.1.1 实验过程

一般说来，利用该方法产生放射性束流主要包括以下五个过程：低能质子束(13MeV)轰击气体靶产生感兴趣的反应产物(以分子形式)，反应产物的快速纯化，转移到在线ISAC离子源或者离线离子源OLIS[126]，离子化，然后经过加速传输到实验终端。

来自TR13回旋加速器的13MeV低能质子束轰击¹⁴N气体靶产生¹¹C，其产生反应是¹⁴N(p, α)¹¹C。为了形成¹¹CO₂分子，靶气中包括0.5%的氧气。产生的¹¹CO₂样本被传输到一个液氮温度(-196°C)的不锈钢过滤器(SS Frit)中，在该温度下，产生的¹¹CO₂样本凝结成固态，然后用氦气排出剩余的靶气，进而隔离样本并加热到室温。¹¹CO₂分子产生和纯化系统示意图如图4.1所示。

经过纯化分离后，装有¹¹CO₂样本的不锈钢过滤器被手工转移到ISAC测

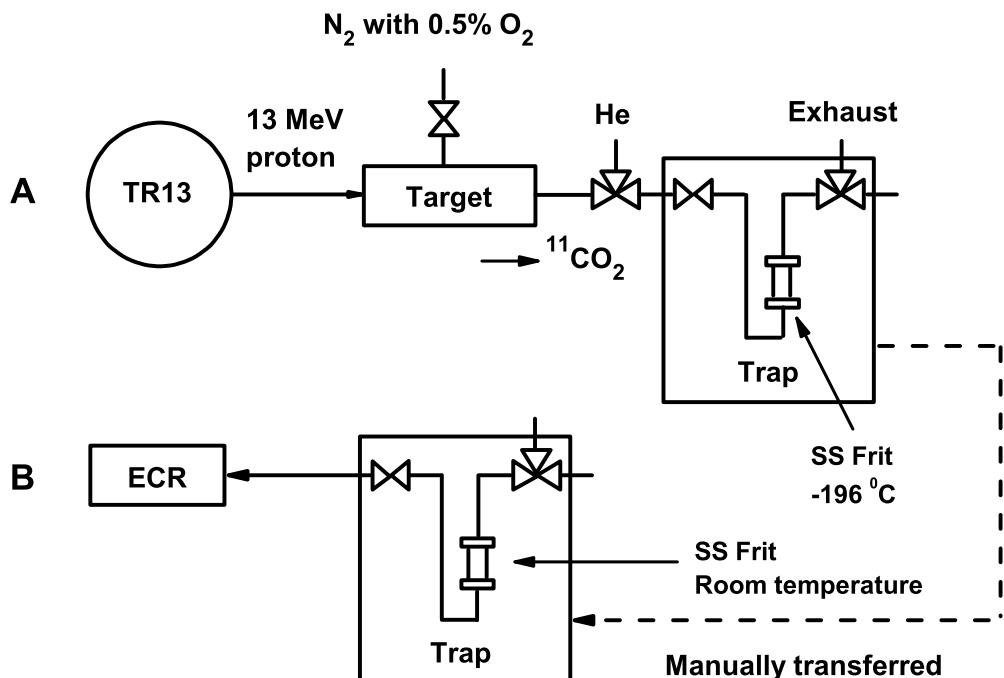


图 4.1: $^{11}CO_2$ 分子产生和纯化系统示意图。

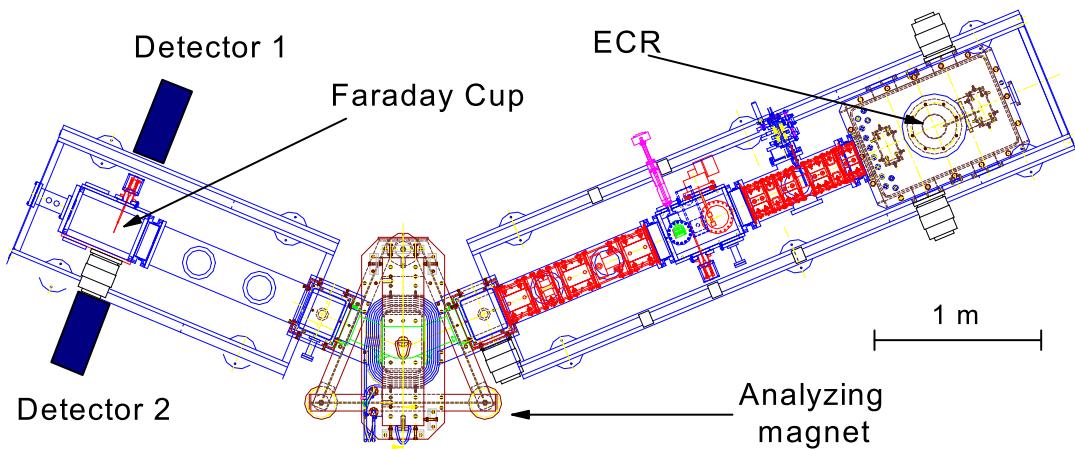


图 4.2: ISAC测试平台示意图。

试平台[127]的ECR离子源[128]，并连接到控制阀的输入端。ISAC测试平台示意图如图4.2所示。ECR离子源用氦气作为放电支持气体，并用一个刻度过的²²Ne漏孔检验离子源的性能。然后，将¹¹CO₂样本注入离子源，经过离子化后，离子束被导出，导出电压是30kV，准直孔直径为4mm。在离子源导出的所有离子中，¹¹CO⁺占有最高份额，因此，用分析磁铁选取¹¹CO⁺并加以纯化。法拉第筒位于一个5mm×20mm的狭缝后面，两个尺寸分别为76.2mm×76.2mm和50.8mm×50.8mm的NaI(Tl)探测器放在法拉第筒附近(~190mm)来测量活度，感兴趣的活度来源于正电子(¹¹C的β⁺衰变)湮灭放出的511keV的γ射线。

4.1.2 数据处理与结果

1. 束流强度和ECR离子源电离效率的导出

束流强度和ECR离子源电离效率是实验中两个需要测量的量。其中束流强度可以通过如下步骤导出。

$$N_{i+1} = F \cdot N_i + F' \cdot P_i, \quad (4.1)$$

式中 N_i 指第*i*个时间间隔的初始时刻未发生衰变的¹¹C数目； $F = e^{-dt/\tau}$ 指第*i*个时间间隔内 N_i 不发生衰变的比例，其中 dt 是时间间隔宽度， τ 指¹¹C的寿命； $P_i = I_i \cdot dt$ 是指在第*i*个时间间隔内产生的¹¹C的数目，其中 I_i 是第*i*个时间间隔内的束流强度； F' 是指第*i*个时间间隔内 P_i 不发生衰变的比例。

$$D_i = (1 - F)N_i + (1 - F')P_i, \quad (4.2)$$

$$D_{i+1} = (1 - F)N_{i+1} + (1 - F')P_{i+1}, \quad (4.3)$$

式中 D_i 和 D_{i+1} 分别指第*i*和第*i*+1个时间间隔内发生的衰变数。解上述三个方程，消去 N_i ，可得

$$D_{i+1} - F \cdot D_i = (1 - F')P_{i+1} + [(1 - F)F' - (1 - F')F]P_i. \quad (4.4)$$

假设宽度为 dt 的时间间隔内束流强度相等 $I_i = I_{i+1}$ ，即 $P_i = P_{i+1}$ ，可得到束流强度的表达式，

$$I(t) = \frac{D(t) - D(t - dt) \cdot e^{-dt/\tau}}{dt \cdot (1 - e^{-dt/\tau})} = \frac{N_d(t) - N_d(t - dt) \cdot e^{-dt/\tau}}{\varepsilon_d \cdot Y \cdot dt \cdot (1 - e^{-dt/\tau})} = \frac{I'}{\varepsilon_d}, \quad (4.5)$$

其中, $N_d(t)$ 是指在时间间隔 $t - t + dt$ 内探测器探测到的 γ 计数, γ 射线的产额 $Y = 2 \times 0.9976 = 1.9952$ (一个正电子湮灭产生2个 γ , $^{11}\text{C}\beta^+$ 衰变的分支比为0.9976), ε_d 是探测器的绝对效率。 I' 的误差可由下式给出,

$$\sigma_{I'} = \frac{\sqrt{N_d(t) + N_d(t - dt) \cdot e^{-2dt/\tau}}}{Y \cdot dt \cdot (1 - e^{-dt/\tau})}. \quad (4.6)$$

因此, 束流强度 $I(t)$ 的误差为

$$\sigma_I = I(t) \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\varepsilon_d}}{\varepsilon_d}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{I'}}{I'}\right)^2}. \quad (4.7)$$

在束流强度的导出中, 有一个假设, 即在宽度为 dt 的时间间隔内束流强度相等。只要时间间隔 dt 取的足够小, 上述假设一定是一个足够好的近似。但是从方程 4.6 和 4.7 可以看出: 时间间隔 dt 取的越小, 束流强度的误差就越大。图 4.3 给出了束流强度的相对误差随不同时间间隔的变化关系。可以看出: 时间间隔越小, 束流强度的相对误差就越大, 在取为 1 秒的情况下, 相对误差在大部分时间范围内超过了 100%。因此, 时间间隔 dt 的选取要综合考虑上述假设与束流强度相对误差。在本工作中 dt 取为 50 秒, 在该时间间隔内, 上述假设也是一个较好的近似。

ECR 离子源电离效率可利用下式得出,

$$\varepsilon_{ECR} = \frac{A(t)}{A_0 \cdot e^{-t/\tau}} = \frac{r(t)}{\varepsilon_d \cdot Y \cdot A_0 \cdot e^{-t/\tau}}, \quad (4.8)$$

其中, $A(t)$ 和 A_0 分别指法拉第筒中的活度与样本的初始活度 ($t = 0\text{s}$), $r(t)$ 是指探测器的 γ 计数率。

2. 第一轮实验

在第一轮实验中, 在 $t = 0\text{s}$ 时刻, 活度为 $15.0 \pm 1.5\text{mCi}$ 的 ^{11}C 样本开始注入 ECR 离子源, 该活度的样本用 $20\mu\text{A}$ 的质子束在小于 1 分钟的时间内即可产生。当时间等于 1300 秒 (如图 4.4 坚直直线示出) 的时候, 为了观测衰变, 停止向 ECR 源注入活度。实验测量的探测器计数率如图 4.4 所示, 在表征 1300s 时刻坚直直线的左侧数据是活度的积累, 其右侧是衰变。图中数据点的间断仅仅是由使用了两个不同的获取文件。

在本轮实验中, 由于瞬时计数率太高, 测量到的计数率不同程度地小于真

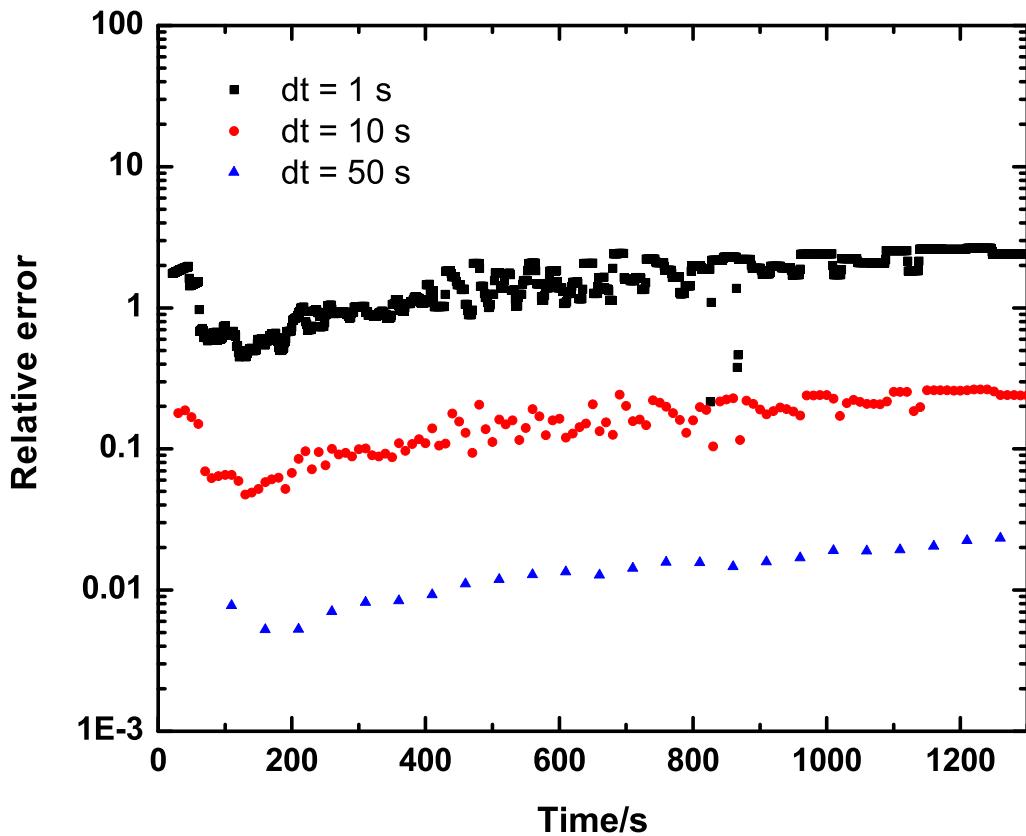


图 4.3: 束流强度的相对误差随不同时间间隔的变化。

实计数率。为了弥补该损失, 利用测量的低计数率处的数据计算了真实计数率和实验测量计数率的比例系数 R 。在实验数据的末端($t \approx 9300\text{s}$), 计数率相对比较低, 因此利用该点数据和 ^{11}C 的半衰期(20.39m)计算了从1300s到9300s时间范围内的真实衰变率, 如图4.4中竖直直线右侧虚线所示。可以看出: 当计数率较高时, 实验上探测到的衰变率明显小于真实衰变率。进而可以得出真实计数率和测量的计数率的比例系数 R 随计数率强度的变化关系, 示于图4.5。比例系数 R 的误差由两个因素引起, 即相应的测量计数率误差和用来计算真实衰变计数率的末端数据误差。进而利用该比例系数计算了活度积累部分(即 $t=0\text{s}$ 到1300s)的真实计数率, 如图4.4中竖直直线左侧虚线所示。利用该范围内的真实计数率可以导出束流强度。

利用 ^{22}Na ($T_{1/2} = 2.6019\text{年}$) 源刻度探测器的绝对效率, 得到两个探测器的总效率为 $(3.513 \pm 0.007) \times 10^{-3}$ 。对于本轮数据, 束流强度及其误差的计算由方

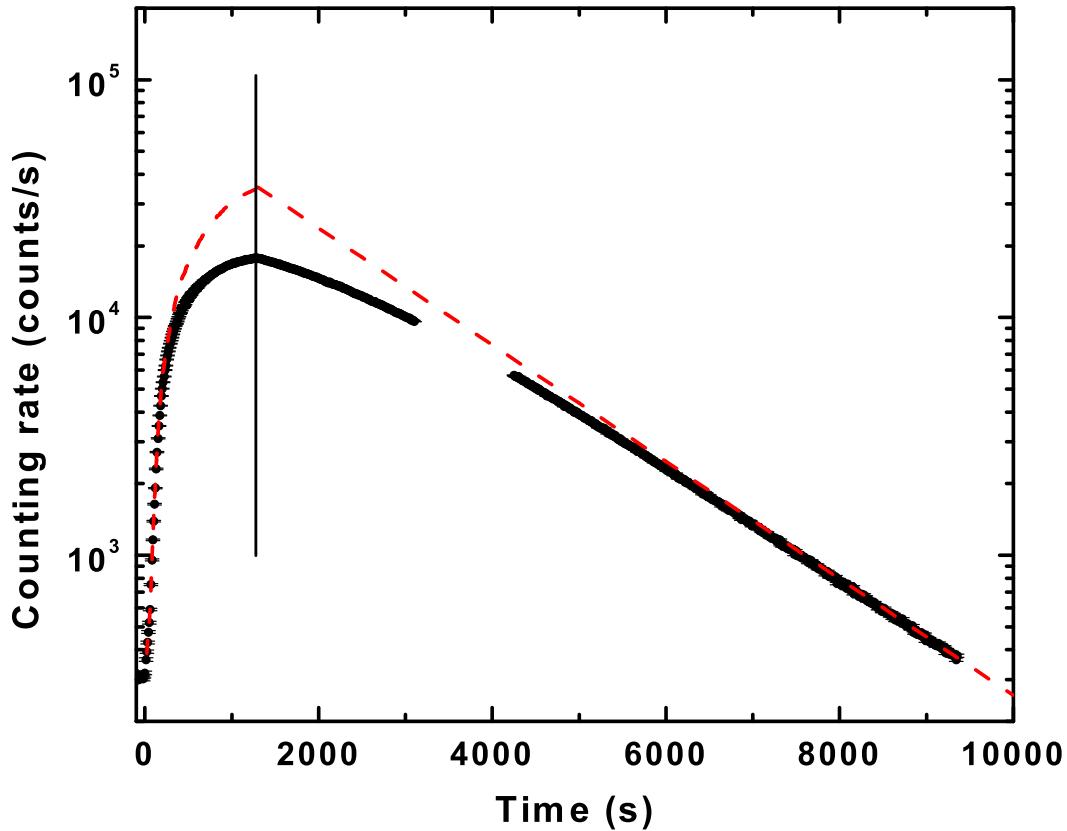


图 4.4: 第一轮实验测量的总计数率随时间的变化。

程4.5和4.7变为下式,

$$I(t) = \frac{D(t) - D(t - dt) \cdot e^{-dt/\tau}}{dt \cdot (1 - e^{-dt/\tau})} = R \frac{N_d(t) - N_d(t - dt) \cdot e^{-dt/\tau}}{\varepsilon_d \cdot Y \cdot dt \cdot (1 - e^{-dt/\tau})} = R \frac{I'}{\varepsilon_d}. \quad (4.9)$$

$$\sigma_I = I(t) \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\varepsilon_d}}{\varepsilon_d}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{I'}}{I'}\right)^2}. \quad (4.10)$$

导出的束流强度示于图4.6, 进而导出测量时间内的平均束流强度为 $(9.9 \pm 0.4) \times 10^6$ 离子/秒。

ECR源的效率可利用方程4.8计算得出, 样本初始活度为 $A_0 = 15.0 \pm 1.5$ mCi= $(5.55 \pm 0.56) \times 10^8$ Bq。本轮实验中, 在1300s的时候, 为了观测衰变, 停止向ECR源注入活度, 因此仅能给出ECR源电离效率的下限, $\varepsilon_{ECR} \geq (1.9 \pm 0.2)\%$ 。

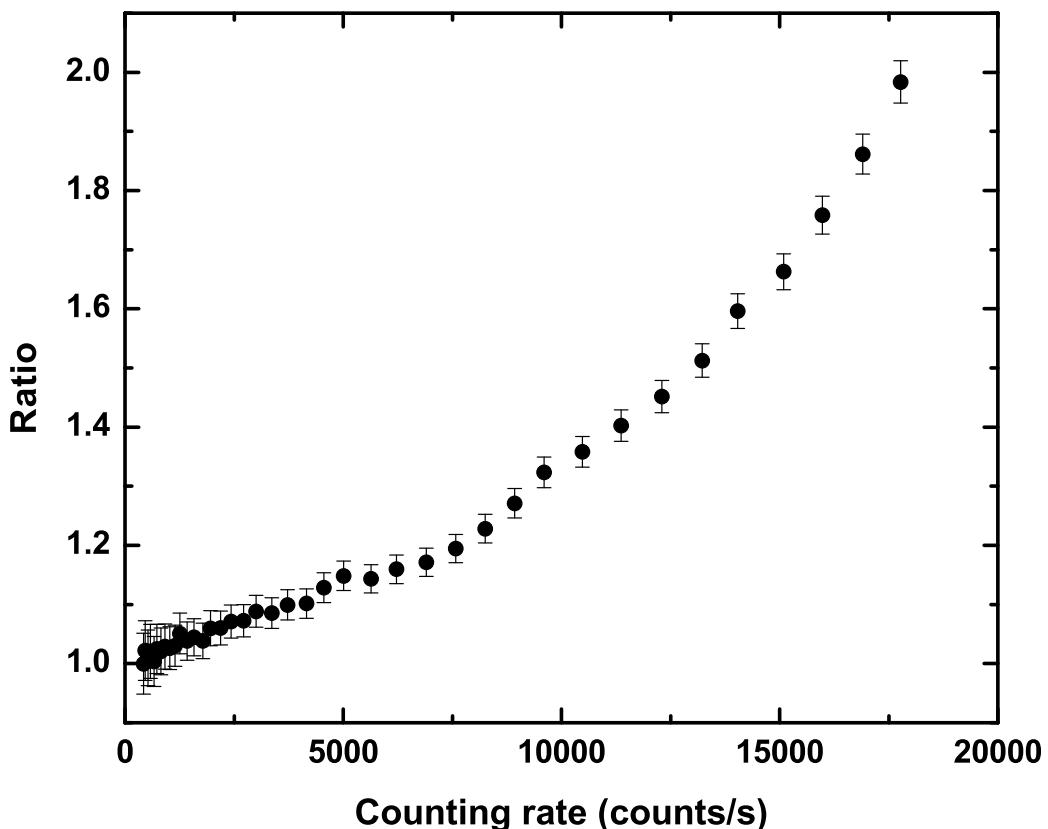
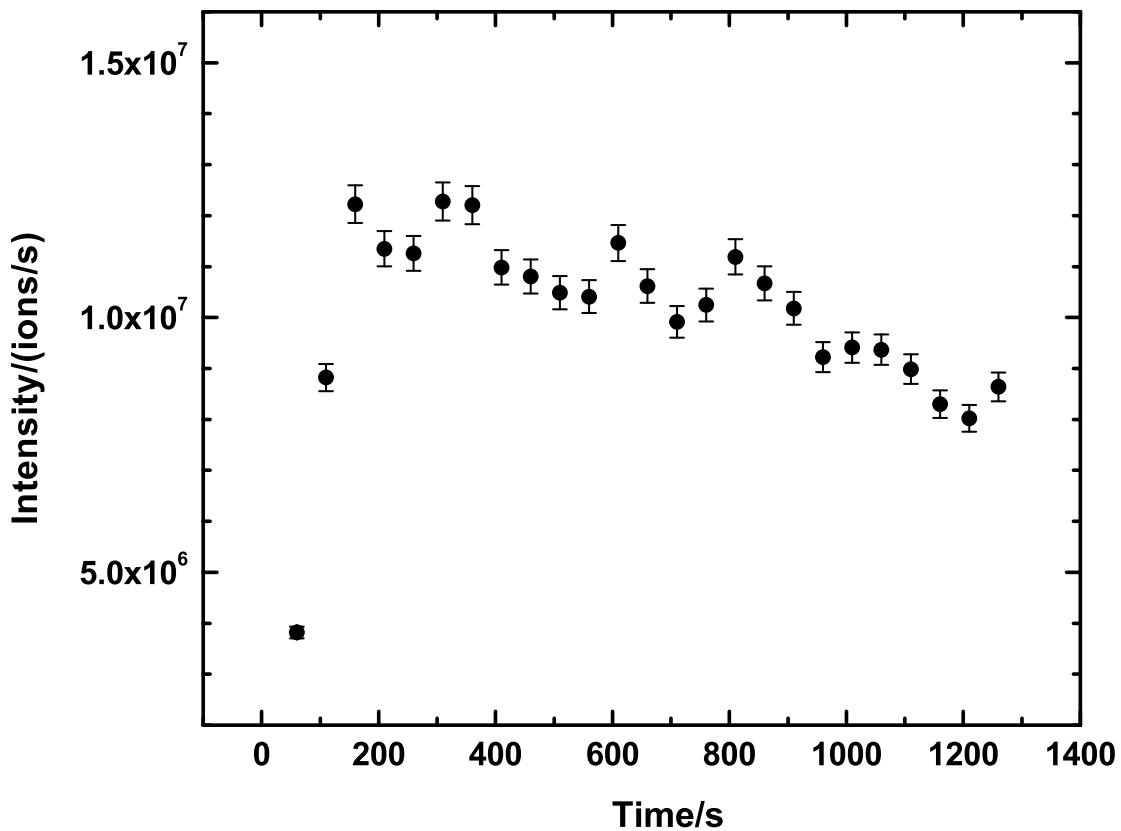


图 4.5: 真实计数率和测量的计数率的比例系数 R 随计数率强度的变化。

3. 第二轮实验

第二轮实验的目的是检验这种束流产生方法的可重复性。在 $t=0$ s时刻，活度为 37.0 ± 3.7 mCi(需 $20\mu\text{A}$ 的质子束照射大约2分钟)的 ^{11}C 样本开始注入ECR离子源。与第一轮不同的是，本轮中为了测量确定的ECR源效率， ^{11}C 样本被完全注入ECR离子源。为了减少高计数率引起的堆垒效应，在两个探测器的前面分别放置两块铅砖来降低计数率。新的总探测效率刻度为 $(1.22 \pm 0.02) \times 10^{-3}$ 。

图4.7示出了本轮实验总计数率随时间的变化，图中虚线为根据末端实验数据计算的真实衰变计数率。可以看出在本轮实验中基本上消除了高计数率引起的堆垒效应，所以不需要对计数率进行修正，因此，利用方程4.5和4.7可以计算得出第二轮的束流强度，结果示于图4.8。进而导出测量时间内的平均束流强度为 $(3.9 \pm 0.3) \times 10^6$ 离子/秒。同样地，利用方程4.8可以计算得出本轮中ECR源的

图 4.6: 第一轮实验¹¹C束流强度随时间的变化。

效率, $\varepsilon_{ECR} = (0.72 \pm 0.07)\%$ 。

4. 实验结果总结

表4.1总结了两轮实验结果。不同的ECR源效率是由于两轮实验中源的运行条件不同。由于目前实验中注入离子源的样本量极少,因此高强度的¹¹C束流只能持续几十分钟,更多数量¹¹C样本的连续注入将会大大延长高强度束流的持续时间。

利用TR13回旋加速器加速的低能强流质子束能够容易地产生活度为1Ci(需50μA的质子束照射大约20分钟)的¹¹C样本。根据目前实验结果可以得知:使用该活度的样本能够产生强度大约为4×10⁸离子/秒的¹¹C束流,能够满足已经批准的实验方案E983的要求。

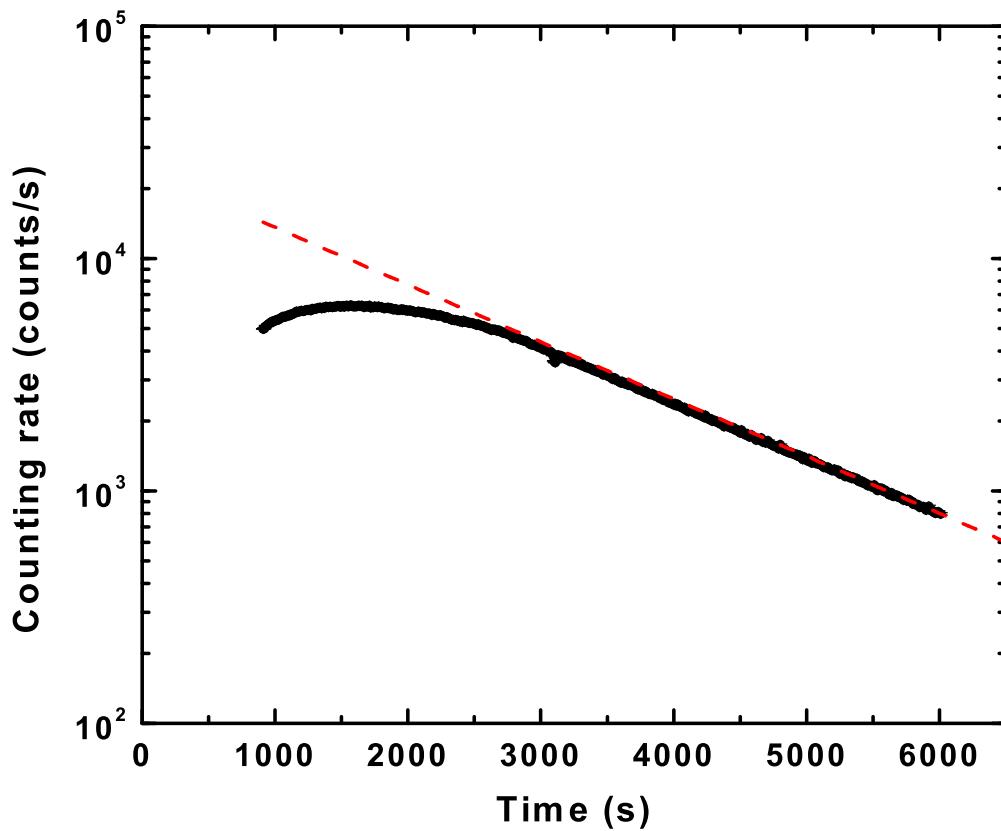


图 4.7: 第二轮实验测量的总计数率随时间的变化。

4.1.3 讨论与进一步的实验计划

目前实验中，较低的离子源效率限制了更高强度束流的产生。TRIUMF 实验室计划购买一个新的高效率离子源用于离线离子源设备 (OLIS)，同时重新设计一个高效率离子源用于放射性束流设备 (ISAC) 的在线实验。届时将继续本实验研究，并建造从回旋加速器到离子源的束流传输管道，使得样本的持续注入模式成为可能，这将进一步提高可获得的束流强度，延长束流的持续时间。

表 4.1: 两轮¹¹C实验结果总结。

实验轮号	初始样本活度(mCi)	束流强度(ions/s)	ECR源电离效率
1	15.0 ± 1.5	$(9.9 \pm 0.4) \times 10^6$	$\geq (1.9 \pm 0.2)\%$
2	37.0 ± 3.7	$(3.9 \pm 0.3) \times 10^6$	$(0.72 \pm 0.07)\%$

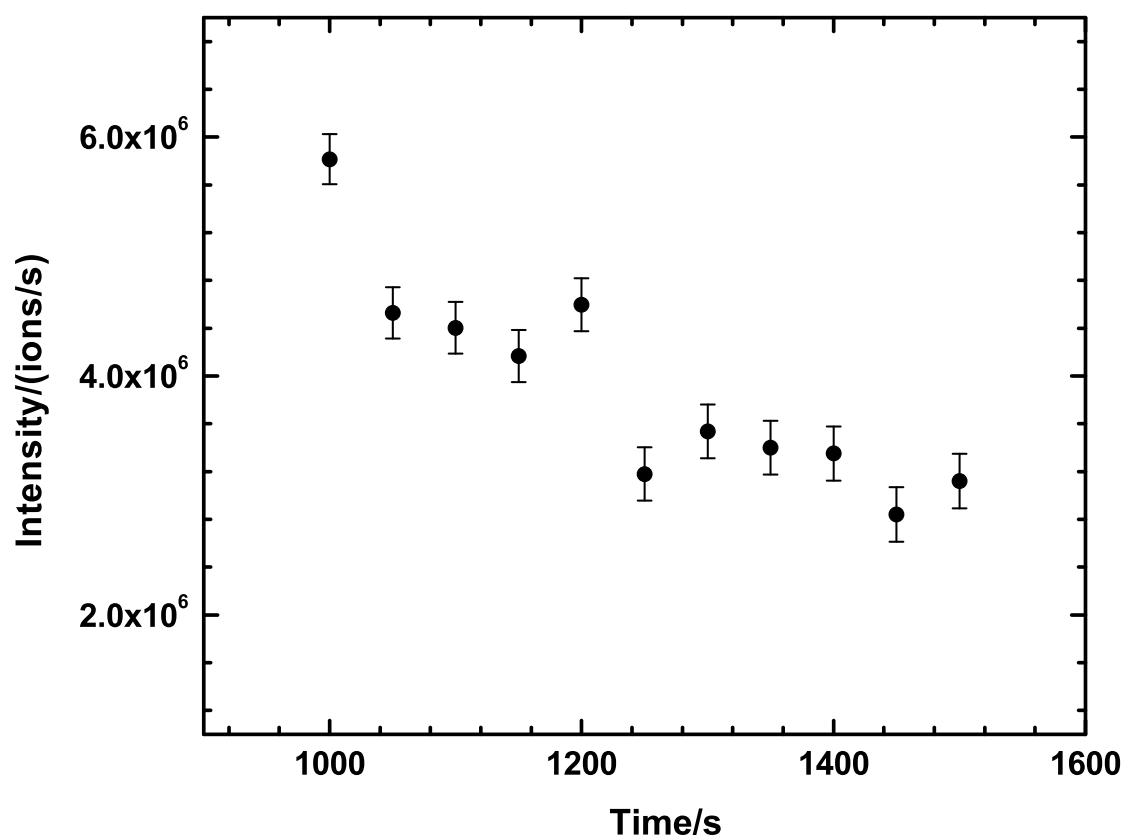


图 4.8: 第二轮实验 ^{11}C 束流强度随时间的变化。

4.2 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应角分布的测量和 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应率的确定

4.2.1 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应角分布的测量

利用串列加速器产生的能量为84MeV的 ^{12}C 初级束轰击长度为4.8cm、气压为1.6atm的氘气靶，通过逆运动学反应 $^2\text{H}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{N})n$ 产生 ^{13}N 次级束。气体靶前后窗均为1.9mg/cm²的Havar膜。由于逆运动学效应， ^{13}N 离子集中出射在 ^{12}C 初级束方向一个很小的角锥中，便于收集和传输。经过偶极磁铁的分离纯化、四极透镜的聚焦、速度选择器的二次纯化和 $\phi 3\text{mm}$ 的准直孔准直后，能量为69MeV的 ^{13}N 束流被传输到次级反应靶。强度约为1500pps，纯度约为92%，主要杂质来自初级束 ^{12}C 在Havar膜和管道上的卢瑟福散射。实验数据的能量刻度使用 ^{239}Pu α 源和 ^{13}N 束流完成。

反应靶和探测器的安排示于图4.9。厚度为1.5mg/cm²的 $(\text{CD}_2)_n$ 靶用于测

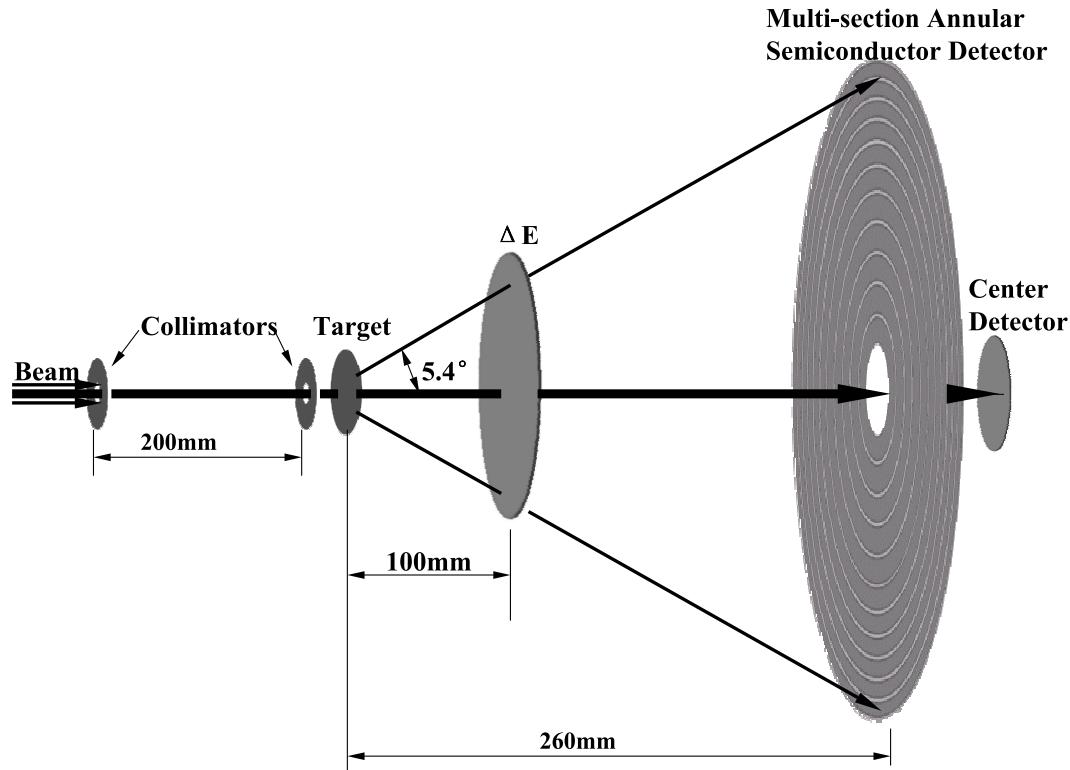


图 4.9: 测量 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应角分布的实验设计示意图。

量效应，1.8mg/cm²厚的C靶用于扣除 ^{13}N 束流与 $(\text{CD}_2)_n$ 靶中C反应带来的本底。

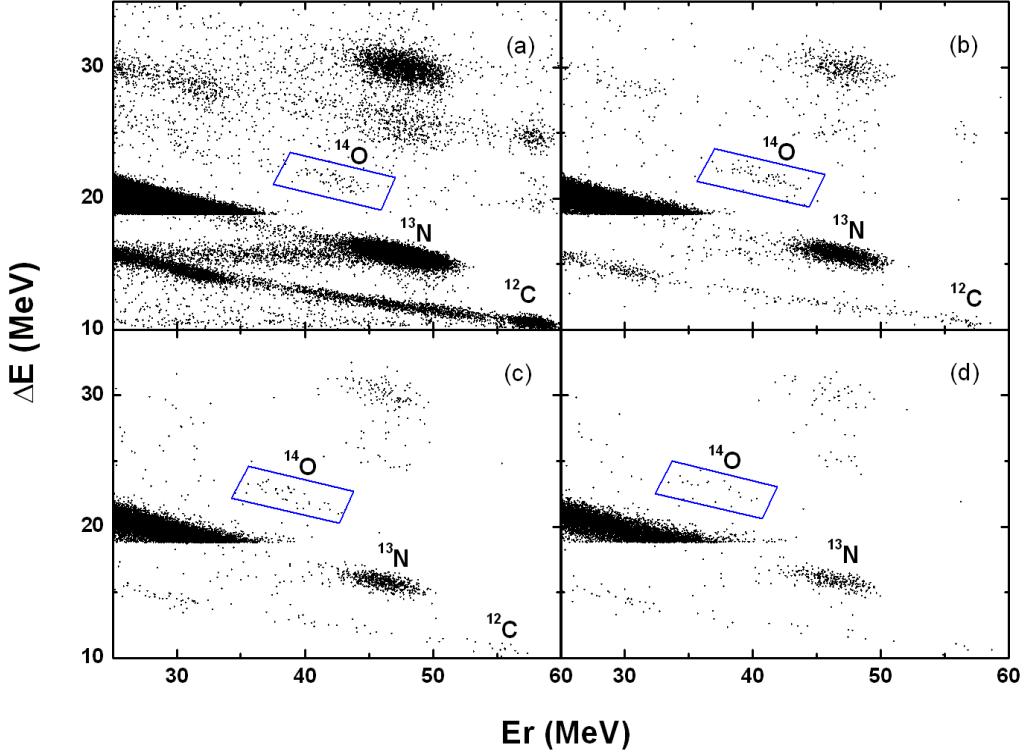


图 4.10: $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应的 ΔE - E_r 二维粒子鉴别谱。图(a)-(d)分别给出了多环探测器第一环到第四环的实验数据。

实验中我们使用了由 $21.6\mu\text{m}$ 厚的 ΔE 探测器和 $300\mu\text{m}$ 厚的多环中空半导体探测器组成的望远镜系统来探测和鉴别反应产物。多环探测器的中心洞后面贴了一块厚度为 $300\mu\text{m}$ 的硅探测器，与望远镜系统一起来记录 ^{13}N 束流和反应产物 ^{14}O 。 $(\text{CD}_2)_n$ 靶上累积的 ^{13}N 计数为 3.54×10^8 ，C 靶累积的 ^{13}N 计数为 1.18×10^8 。本探测系统可以覆盖实验室系 0° 到 5.4° 的角度范围，相应的 ^{14}O 质心系角度范围为 0° 到 66.5° 。

图 4.10 给出了 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应的 ΔE - E_r 二维粒子鉴别谱。图中所示的 ^{14}O 运动学区域使用 Monte Carlo 模拟给出，模拟中考虑了运动学、几何因素、反应产物在次级反应靶和 ΔE 探测器中的角度岐离和能量岐离，并使用 ^{13}N 运动学区域作了验证。为了节省计算机处理数据的 CPU 时间，我们将 $\Delta E < 19\text{MeV}$ 的事件数除以 1000。从图 4.10 可以看出，这种处理不会影响反应产物 ^{14}O 的运动学区域。图 4.11 给出了 ^{14}O 运动学区域中来自 $(\text{CD}_2)_n$ 靶和 C 靶的效应和本底。本底事件主要来自于束流中 ^{12}C 杂质的堆垒事件，由于束流中 ^{12}C 杂质集中在小角度，因此

这些堆垒事件在探测器的外环基本上消失。

多环探测器每环覆盖的立体角由几何计算得出，我们用 ^{239}Pu α 源对几何

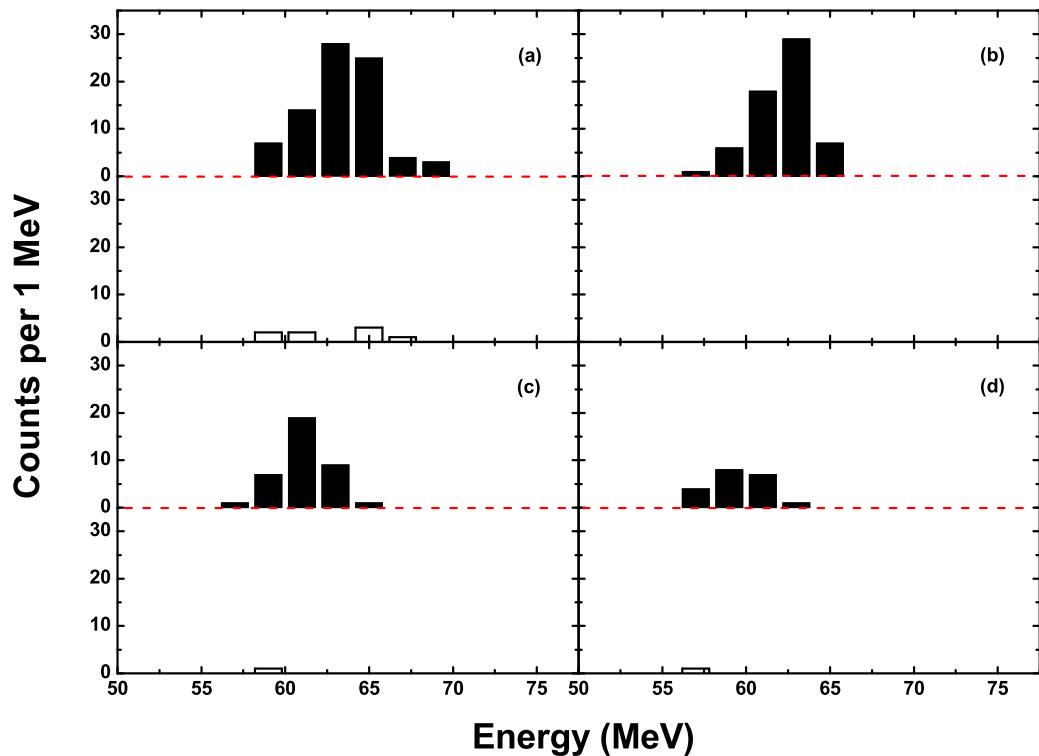


图 4.11: $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应角分布测量实验中来自 $(\text{CD}_2)_n$ 靶和C靶的效应本底比较。图(a)-(d)分别给出了多环探测器第一环到第四环的数据，在单个图中虚线的上下部分分别是1MeV间隔内的效应数与本底数。

计算的立体角作了验证。多环探测器每环探测到的 α 粒子数对于相应各环的立体角作归一，在统计误差范围内给出了各向同性的角分布，这就证明我们几何计算的立体角结果是正确的。然后，经过束流归一和扣本底之后，我们就得到了 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应的角分布，如图4.12所示。

4.2.2 虚衰变 $^{14}\text{O}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{13}\text{N} + p$ 的ANC

角分布的计算中我们使用了DWBA程序DWUCK4[117]。使用的六套光学势参数列于表4.2，其中，入射道的光学势参数取自参考文献[67]，出射道的光学势参数取自参考文献[67, 89]。为了验证目前能量下 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应的

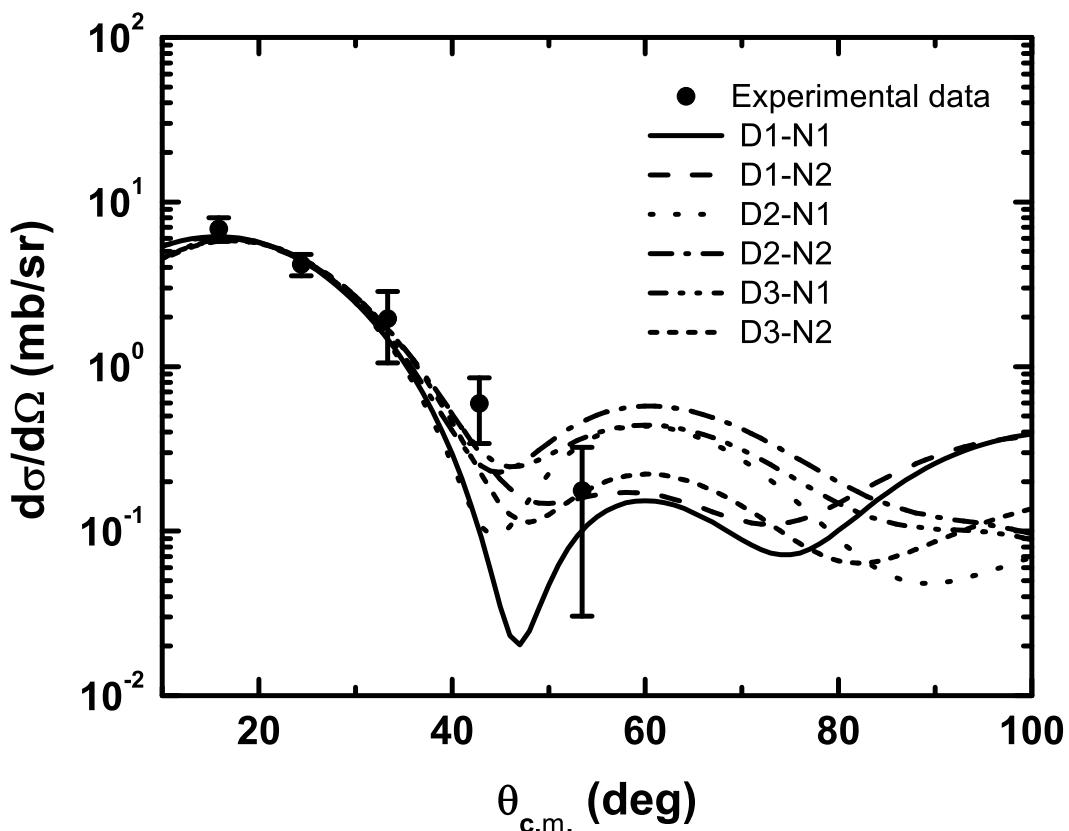


图 4.12: 实验测量的质心系能量为8.9MeV时 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应的角分布和DWBA计算结果。

周边性，我们使用一套光学势参数计算了 ^{14}O 虚衰变的ANC与谱因子随单粒子ANC的变化，结果示于图4.13。可以看出，谱因子随单粒子ANC的变化非常剧烈，而ANC几乎保持不变。这就表明，在目前能量下 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应由周边过程支配。

通过比较 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应实验和理论的角分布（方程3.1），我们可以导出虚衰变 $^{14}\text{O}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{13}\text{N} + p$ 的ANC。为了保证好的周边性，角分布的前三个数据用于导出ANC。对于每套光学势，通过拟合实验数据可以得到三个带有不同实验误差的ANC值，然后把这三个值取加权平均作为对应这套光学势的ANC值。六套光学势对应六个ANC值，如表4.3所列。六套经过ANC归一的DWBA角分布和实验数据一起示于图4.12。最后，取这六个ANC值的平均值作为 ^{14}O 虚衰变ANC的最终结果，其值为 $5.42 \pm 0.48\text{fm}^{-1/2}$ ，误差主要包括实验误差和光学势的不确定

表 4.2: $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应角分布计算中使用的光学势参数, D 和 N 分别代表入射道和出射道。其中, V 和 W 的单位为 MeV, r 和 a 的单位为 fm。

Channel	$D1$	$D2$	$D3$	$N1$	$N2$
V_r	117.9	116.0	130.4	49.2	61.56
r_{0r}	0.81	1.0	0.9	1.2	1.14
a_r	1.07	0.8	0.9	0.65	0.57
W		4.13			
r_w		1.0			
a_w		0.8			
W_s	19.61	4.13	6.63	6.0	7.74
r_{0s}	1.84	2.0	1.90	1.2	1.14
a_s	0.35	0.6	0.56	0.47	0.5
V_{so}		6.76		7.0	5.5
r_{0so}		1.0		1.20	1.14
a_{so}		0.8		0.65	0.8
r_{0c}	0.81	1.5	1.30		

表 4.3: 虚衰变 $^{14}\text{O}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{13}\text{N} + p$ 的 ANC 与 谱因子 S 。

optical potentials	ANC ($\text{fm}^{-1/2}$)	S
$D1-N1$	5.27 ± 0.42	1.77 ± 0.28
$D1-N2$	4.95 ± 0.17	1.56 ± 0.11
$D2-N1$	6.02 ± 0.61	2.31 ± 0.47
$D2-N2$	5.42 ± 0.29	1.87 ± 0.20
$D3-N1$	5.56 ± 0.27	1.97 ± 0.19
$D3-N2$	5.31 ± 0.19	1.80 ± 0.13
average	5.42 ± 0.48	1.88 ± 0.34

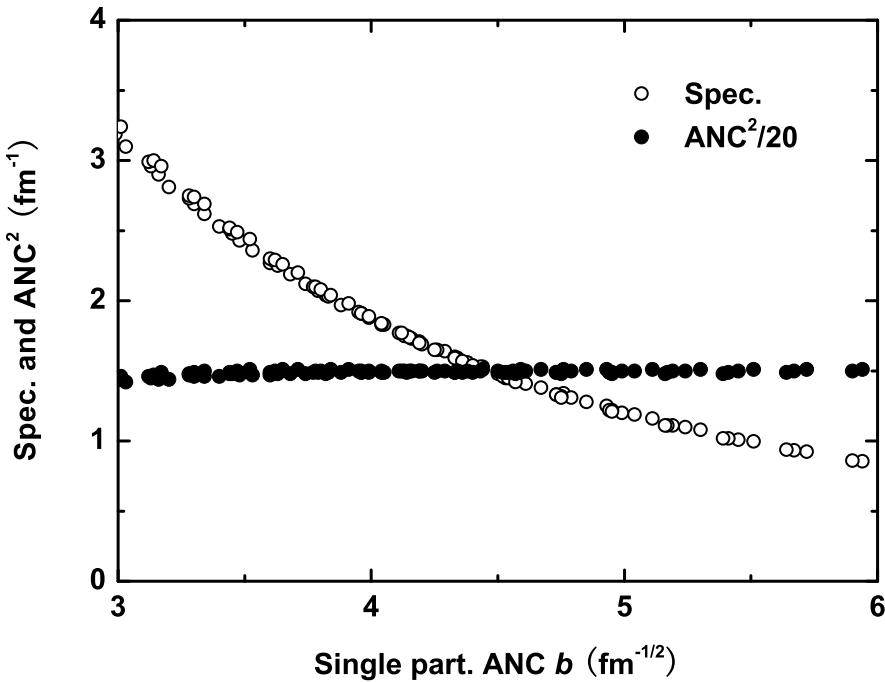


图 4.13: 虚衰变 $^{14}\text{O}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{13}\text{N} + p$ 的ANC与谱因子(Spec.)随单粒子ANC(b)的变化。

性带来的误差。

4.2.3 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应率的确定

由于 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应中核内贡献不可忽略，因此使用 R 矩阵方法来计算该反应的截面。 R 矩阵方法的细节参见第3.4.4节。基于本工作给出的 ^{14}O 虚衰变的ANC ($5.42 \pm 0.48 \text{ fm}^{-1/2}$) 和已有的共振参数 ($E_R = 527.9 \pm 1.7 \text{ keV}$, $\Gamma_{tot}(E_R) = 37.3 \pm 0.9 \text{ keV}$, $\Gamma_\gamma(E_R) = 3.36 \pm 0.72 \text{ eV}$) [104]，我们通过 R 矩阵方法计算了 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应直接俘获和 1^- 共振俘获的天体物理S因子，结果示于图4.14。我们的总S因子比参考文献[18]中给出的结果大40%左右，与参考文献[106]给出的结果一致。

$^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应中直接俘获和宽的 1^- 共振以及它们干涉的反应率通过方程2.5、2.6或者2.9作数值积分给出，我们的结果与NACRE数据库采用的结果一起列于表4.4。可以看出，在 T_9 小于0.1的温度范围内，我们给出的总反应率

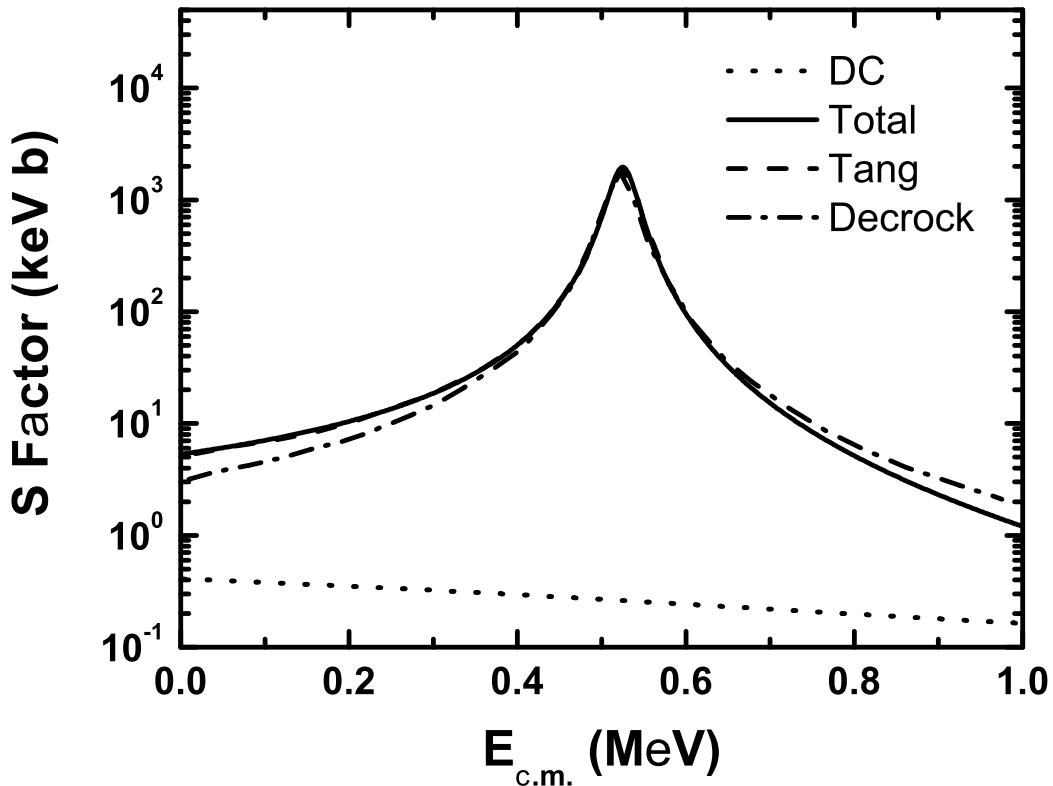


图 4.14: $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的天体物理 S 因子, 包括直接俘获和总的 S 因子, 并与另外两个实验给出的结果[106, 18]作了比较。

比 NACRE 数据库采用的结果大 2 倍左右; 在 T_9 大于 0.6 的温度范围内, 这两个结果几乎是相同的。

此外, 我们拟合了新的总反应率, 拟合结果如下,

$$\begin{aligned}
 N_A \langle \sigma v \rangle = & \exp[-5.2635 + 0.0364T_9^{-1} - 21.5656T_9^{-1/3} + 36.0575T_9^{1/3} \\
 & - 4.9432T_9 + 0.3937T_9^{5/3} - 9.7467 \ln(T_9)] + \exp[108.6965 \\
 & + 0.6657T_9^{-1} - 47.9051T_9^{-1/3} - 59.4921T_9^{1/3} + 5.0145T_9 \\
 & - 0.2488T_9^{5/3} + 4.4288 \ln(T_9)]. \quad (4.11)
 \end{aligned}$$

在 $0.01 < T_9 < 10$ 的温度范围内, 拟合误差小于 5%。

表 4.4: $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的总反应率 $N_A < \sigma v >$ ($\text{cm}^3\text{mole}^{-1}\text{s}^{-1}$)与德克萨斯大学的结果[106]以及NACRE数据库的比较。

T_9	Present work	Ref. [106]	NACRE
0.01	4.44×10^{-22}	4.18×10^{-22}	2.01×10^{-22}
0.02	6.02×10^{-16}	5.72×10^{-16}	2.78×10^{-16}
0.03	5.60×10^{-13}	5.35×10^{-13}	2.63×10^{-13}
0.04	4.16×10^{-11}	3.98×10^{-11}	1.99×10^{-11}
0.05	8.89×10^{-10}	8.53×10^{-10}	4.34×10^{-10}
0.06	9.19×10^{-9}	8.84×10^{-9}	4.58×10^{-9}
0.07	5.94×10^{-8}	5.72×10^{-8}	3.02×10^{-8}
0.08	2.77×10^{-7}	2.67×10^{-7}	1.44×10^{-7}
0.09	1.02×10^{-6}	9.86×10^{-7}	5.43×10^{-7}
0.1	3.15×10^{-6}	3.04×10^{-6}	1.71×10^{-6}
0.13	4.41×10^{-5}	4.27×10^{-5}	2.56×10^{-5}
0.21	3.34×10^{-3}	3.24×10^{-3}	2.22×10^{-3}
0.29	5.00×10^{-2}	4.84×10^{-2}	3.47×10^{-2}
0.33	1.56×10^{-1}	1.51×10^{-1}	1.11×10^{-1}
0.37	4.56×10^{-1}	4.41×10^{-1}	3.41×10^{-1}
0.41	1.24×10^0	1.20×10^0	9.91×10^{-1}
0.49	6.87×10^0	6.69×10^0	6.09×10^0
0.53	1.39×10^1	1.36×10^1	1.28×10^1
0.61	4.46×10^1	4.38×10^1	4.27×10^1
0.69	1.10×10^2	1.09×10^2	1.08×10^2
0.73	1.60×10^2	1.58×10^2	1.58×10^2
0.77	2.23×10^2	2.22×10^2	2.22×10^2
0.81	3.01×10^2	2.99×10^2	3.01×10^2
0.89	5.02×10^2	5.00×10^2	5.04×10^2
0.93	6.26×10^2	6.23×10^2	6.30×10^2
0.97	7.64×10^2	7.59×10^2	7.70×10^2

第五章 总结与讨论

5.1 论文工作的概括与展望

本论文工作采用结合镜像核电荷对称性的ANC方法研究了恒星演化进程中氢燃烧阶段的四个重要反应，分别是 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 、 ${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$ 、 ${}^{13}\text{N}(p, \gamma){}^{14}\text{O}$ 和 ${}^{26}\text{Si}(p, \gamma){}^{27}\text{P}$ 。

首先，我们利用 ${}^{16}\text{O}(p, \gamma){}^{17}\text{F}$ 反应天体物理S因子的直接测量数据验证了本方法的可靠性。我们分析了 ${}^{16}\text{O}(d, p){}^{17}\text{O}$ 反应布居 ${}^{17}\text{O}$ 基态和第一激发态角分布的数据，利用结合镜像核电荷对称性的ANC方法导出了 ${}^{16}\text{O}(p, \gamma){}^{17}\text{F}$ 反应布居 ${}^{17}\text{F}$ 基态和第一激发态的天体物理S因子，并与直接测量的天体物理S因子作了比较。结果表明，本方法给出的结果无论幅值还是激发函数形状都与直接测量结果在误差范围内符合的很好。因此，当直接测量数据难以获得的情况下，该方法能够为辐射俘获(p, γ)反应的截面以及反应率提供一个实验的约束。这正是本方法作为一个间接测量方法的价值所在。此外，本方法的结果也可以与直接测量结果进行交叉检验，因为直接测量实验不可能在极其低能区进行，所以必然涉及低能外推的问题。

${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应是pp反应链第四分支(pp-IV)与快速 αp 过程第一分支(rap-I)中的重要反应之一。在中国原子能科学研究院HI-13串列加速器的次级束流线上，我们利用能量为40MeV的 ${}^8\text{Li}$ 束流通过逆运动学测量了 ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ 反应的角分布，通过DWBA分析导出了该反应道的积分截面和虚衰变 ${}^9\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^8\text{Li} + n$ 的中子ANC。然后，根据镜像核的电荷对称性给出了虚衰变 ${}^9\text{C}_{g.s.} \rightarrow {}^8\text{B} + p$ 的质子ANC，进而导出了 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应直接俘获贡献的天体物理S因子和反应率。此外，我们也利用已有的共振参数计算了 ${}^9\text{C}$ 第一激发态共振俘获的反应率。结果表明，在天体物理感兴趣的温度范围内，直接俘获在 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 反应中占主要贡献。

${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$ 反应是快速 αp 过程第二分支(rap-II)和第三分支(rap-III)中的重要反应之一。我们分析了中子转移反应 ${}^{11}\text{B}(d, p){}^{12}\text{B}$ 布居 ${}^{12}\text{B}$ 基态、第一激发态和第二激发态的角分布，导出了这三个态虚衰变的中子ANC，然后根据镜像核的电荷对称性得出了 ${}^{12}\text{N}$ 基态虚衰变的质子ANC以及 2^+ 和 2^- 两个共振态的质

子宽度。进而导出了 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应的天体物理S因子和反应率，总的S因子和反应率包括直接俘获、两个共振俘获以及直接俘获与 2^- 共振俘获干涉的贡献。结果表明，在 T_9 小于0.35的温度范围内，直接俘获在 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应中占主要贡献；在 T_9 大于0.35的温度范围内， 2^+ 共振俘获占主要贡献。

$^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应是高温CNO循环的关键反应之一，它主导着CNO循环向高温CNO循环的转化。我们分析了中子转移反应 $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}_{\text{g.s.}}$ 的角分布，然后导出了虚衰变 $^{14}\text{C}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{13}\text{C} + n$ 的中子ANC，进而根据镜像核的电荷对称性得出了虚衰变 $^{14}\text{O}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{13}\text{N} + p$ 的质子ANC。由于 ^{14}O 基态的质子分离能(4.628MeV)比较大， $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应直接俘获过程的核内贡献不可忽略，因此传统的直接俘获模型不再适用。我们利用R矩阵方法解决了这个问题，计算了 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应的天体物理S因子和反应率，其中包括直接俘获、 1^- 共振俘获以及直接俘获和 1^- 共振俘获干涉的贡献。

$^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应可能影响 γ 射线天文学重要核素 ^{26}Al 基态和同核异能态的平衡丰度。我们分析了中子转移反应 $^{26}\text{Mg}(d, p)^{27}\text{Mg}$ 布居 ^{27}Mg 基态、第一激发态和第二激发态的角分布，导出了这三个态虚衰变的中子ANC，然后根据镜像核的电荷对称性得出了 ^{27}P 基态虚衰变的质子ANC以及 $3/2^+$ 和 $5/2^+$ 两个共振态的质子宽度。进而导出 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应的天体物理S因子和反应率，总的S因子和反应率包括直接俘获和两个共振俘获的贡献。结果表明，在 T_9 小于0.1的温度范围内，直接俘获在 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应中占主要贡献；在 T_9 大于0.1的温度范围内， $3/2^+$ 共振俘获占主要贡献。本工作第一次从实验上给出了 $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ 反应的直接俘获贡献。

除了本论文工作研究的四个反应之外，结合镜像核电荷对称性的ANC方法还可以应用于其它一系列氢燃烧重要反应的研究，比如利用 $^7\text{Li}(d, p)^8\text{Li}$ 反应可以研究太阳中微子的相关反应 $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ ，利用 $^{17}\text{O}(d, p)^{18}\text{O}$ 反应可以研究 $^{17}\text{F}(p, \gamma)^{18}\text{Ne}$ 反应，利用 $^{22}\text{Ne}(d, p)^{23}\text{Ne}$ 反应可以研究 $^{22}\text{Mg}(p, \gamma)^{23}\text{Al}$ 反应等等。

此外，论文简述了攻读博士期间参加的其它两个工作。一个是国际合作研究项目，即在加拿大TRIUMF国家实验室利用低能质子束产生高强度放射性束流的实验，利用该方法我们成功地产生了满足实验要求的高强度 ^{11}C 束流。这种方法产生的束流应用于实验还需要一段时间，比如需要建造从TR13回旋加速器到离子源的在线传输管道。另外一个是在中国原子能科学研究院的GIRAFFE次级束流线上实施的测量 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应角分布的实验，通过该实验我们间接研究了 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应。

5.2 ANC方法适用范围的探讨

ANC方法是通过转移反应来研究天体物理辐射俘获反应的一种间接方法，它适用与否直接取决于反应周边性的好坏。在ANC方法的使用过程中，有两个反应的周边性需要格外关注，一个是用来导出ANC的转移反应，另一个是辐射俘获反应。

转移反应周边性的好坏主要取决于两个因素，第一个是感兴趣末态核的单质子结合能，第二个是反应的质心系能量。第一个因素是基础，是必备条件，也就说只有末态核单质子结合能比较小的情况下，转移反应的周边性才有可能比较好。在满足第一个条件后，可以通过适当选取炮弹能量来尽可能减小核相互作用的贡献，以保证反应好的周边性。一般说来，在质心系能量低于或接近库仑势垒的反应中，核相互作用的贡献极少，反应的周边性自然也很好。如果实验条件不允许这么低的炮弹能量，那么也可以适当选取较高的入射能量。一般在每核子3-10MeV时，转移反应前角区的角分布受核相互作用影响很小，可以用于提取ANC。当入射能量进一步增加时，核相互作用的影响增强，另外还需要考虑氘核破裂的影响。当入射能量进一步降低时，复合核贡献会进一步增加，影响提取ANC的精度。因为目前使用的转移反应计算程序考虑的是直接的单步(DWUCK, PTOLEMY)或多步(FRESCO)过程，所以选取炮弹能量时要考虑尽可能减小复合核的贡献。

辐射俘获反应周边性的好坏只取决于末态核的单质子结合能。

通常，使用ANC方法主要会遇到以下三种情况。

第一种是转移反应和辐射俘获反应的周边性都比较好。以 (p, γ) 反应为例来说，天体物理环境中重要辐射俘获反应的末态核一般都在丰质子区，单质子结合能都比较小，因此辐射俘获反应的周边性比较好，再通过适当选择炮弹能量也可以保证相关转移反应好的周边性。对于这种情况，ANC方法和传统的直接俘获模型都是可用的，即方程3.19和3.32都可以用于导出直接俘获的截面。本论文工作研究的四个天体物理重要反应中有三个都属于这种情况，即 ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ 、 ${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$ 和 ${}^{26}\text{Si}(p, \gamma){}^{27}\text{P}$ 。这三个反应的末态核 ${}^9\text{C}$ 、 ${}^{12}\text{N}$ 和 ${}^{27}\text{P}$ 的单质子结合能分别仅有1.296MeV、0.601MeV和0.900MeV，从本论文图3.13、图3.18和图3.30可以看出相关的转移反应都具有好的周边性。此外，这三个辐射

俘获反应的周边性也比较好，核内贡献在研究的误差范围内可以忽略。

第二种情况是转移反应的周边性比较好，而辐射俘获反应的周边性不太好。本论文工作研究的 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应属于这种情况。由于 ^{14}O 的单质子结合能(4.628MeV)相对比较大， $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应周边性不太好，所以直接俘获过程的核内贡献不可忽略。但是由于该单质子结合能还不是特别大，所以相关转移反应的周边性还比较好，这一点可以从本论文中图3.25可以看出。此外，我们利用北京HI-13串列加速器次级束流线测量了 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应的角分布，图4.13示出了该反应周边性的验证[44]，也可以看出转移反应的周边性比较好。在这种情况下，从转移反应导出的ANC仍是一个模型无关的物理量，仍然可以用于计算直接辐射俘获反应的截面。但是，这种情况下传统的直接俘获模型不再适用，这时需要使用R矩阵方法。

第三种情况是转移反应和辐射俘获反应的周边性都不好，这时ANC方法不再适用。 $^8\text{Li}(p, \gamma)^9\text{Be}$ 反应就是一个例子。我们利用北京HI-13串列加速器次级束流线测量了 $^8\text{Li}(d, n)^9\text{Be}$ 反应的角分布[80]，图5.1示出了该反应周边性的验证[81]。可以看出，转移反应的周边性不好，从转移反应导出的ANC是一个模型相关的物理量，不可以用于计算直接辐射俘获反应的截面。

本节讨论了利用转移反应研究带电粒子辐射俘获反应的ANC方法的适用性。总而言之，ANC方法虽然有一定的局限性，但是仍然可以应用于恒星演化进程中氢燃烧阶段一些重要辐射俘获反应的研究。

中子辐射俘获反应的情况与带电粒子辐射俘获反应不同。由于离心势垒的影响， p 波和 d 波的入射中子引发的辐射俘获反应在周边性比较好时，仍然可以使用ANC方法来研究。但是，由于 s 波中子没有离心势垒的影响，所以它引发反应的周边性不好，核相互作用的影响比较大。这种情况下，需要使用谱因子和方程3.32来估算 (n, γ) 反应截面。此外，辐射俘获反应截面对散射光学势非常敏感，需要使用体积分来约束光学势，以获得较可靠的计算结果[82]。

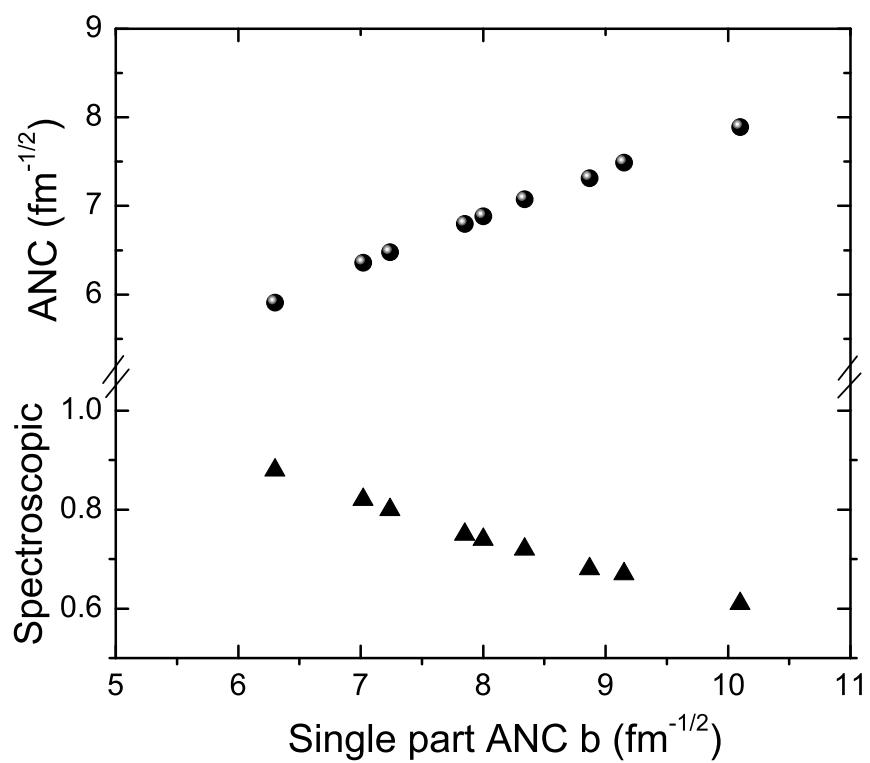


图 5.1: 虚衰变 ${}^9\text{Be}_{\text{g.s.}} \rightarrow {}^8\text{Li} + p$ 的ANC与谱因子随单粒子ANC (b) 的变化。

参考文献

- [1] A.S. Eddington, The Internal Constitution of the Stars, Rept. Brit. Assoc. Adv. Sci. (Cardiff), 34 (1920); Nature 106, 14 (1920).
- [2] H.A. Bethe, Energy Production in Stars, Phys. Rev. 55, 103 (1939); Phys. Rev. 55, 434 (1939).
- [3] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler and F. Hoyle, Synthesis of the elements of stars, Rev. Mod. Phys. 29, 547 (1957).
- [4] C.E. Rolfs and W.S. Rodney, Cauldron in the Cosmos, The University of Chicago Press, (1988).
- [5] G. Wallerstein, I.I. Jr., P. Parker et al., Synthesis of the elements in stars: forty years of progress, Rev. Mod. Phys. 69, 995 (1997).
- [6] J.N. Bahcall, W.F. Huebner and S.H. Lubow et al., New solar-neutrino flux calculations and implications regarding neutrino oscillations, Phys. Rev. Lett. 45, 945 (1980).
- [7] G.M. Fuller, S.E. Woosley and T.A. Weaver, The evolution of radiation-dominated stars, Astrophys. J. 307, 675 (1986).
- [8] M. Wiescher, J. Görres, S. Graff et al., The hot proton-proton chains in low-metallicity objects, Astrophys. J. 343, 352 (1989).
- [9] A. Redder, H.W. Becker, H. Lorenz-Wirzba et al., The $^{15}\text{N}(p, \alpha_0)^{12}\text{C}$ reaction at stellar energies, Z. Phys. A 305, 325 (1982).
- [10] J. Zyskind and P.D. Parker, Remeasurement of the low-energy cross section for the $^{15}\text{N}(p, \alpha_0)^{12}\text{C}$ reaction, Nucl. Phys. A 320, 404 (1979).
- [11] C.E. Rolfs and W.S. Rodney, Proton capture by ^{15}N at stellar energies, Nucl. Phys. A 235, 450 (1974).

- [12] D.F. Hebbard, Proton capture by ^{15}N , Nucl. Phys. 15, 289 (1960).
- [13] C.E. Rolfs, Spectroscopic factors from radiative capture reactions, Nucl. Phys. A 217, 29 (1973).
- [14] C.E. Rolfs and W.S. Rodney, Hydrogen burning of ^{17}O in the CNO cycle, Nucl. Phys. A 250, 295 (1975).
- [15] H. Lorenz-Wirzba, P. Schmalbrock, H.P. Trautvetter et al., The $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ reaction at stellar energies, Nucl. Phys. A 313, 346 (1979).
- [16] M. Wiescher, H.W. Becker, J. Goerres et al., Nuclear and astrophysical aspects of $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$, Nucl. Phys. A 349, 165 (1980).
- [17] 卢希庭, 江栋兴, 叶沿林, 原子核物理, 原子能出版社, (2000).
- [18] P. Decrock, M. Gaelens, M. Huyse et al., Study of the $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ reaction cross section and its astrophysical implications for the ^{13}N proton capture reaction, Phys. Rev. C 48, 2057 (1993).
- [19] L. Buchmann, J.M. D'Auria and P. Mccorquodale, Stellar reaction rates of alpha capture on light nuclei and their astrophysical implications, Astrophys. J. 324, 953 (1988).
- [20] X. Bai, W. Liu, J. Qin et al., A facility for production and utilization of radioactive beams, Nucl. Phys. A 588, 273c (1995).
- [21] W. Liu, Z. Li, X. Bai et al., Current progress of nuclear astrophysics study and BRNBF at CIAE, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 204, 62 (2003).
- [22] P. Decrock, Th. Delbar, P. Duhamel et al., Determination of the $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ reaction cross section using a ^{13}N radioactive ion beam, Phys. Rev. Lett. 67, 808 (1991).
- [23] D.A. Hutcheon, S. Bishop, L. Buchmann et al., The DRAGON facility for nuclear astrophysics at TRIUMF-ISAC: design, construction and operation, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 498, 190 (2003).

- [24] S. Bishop, R.E. Azuma, L. Buchmann et al., $^{21}\text{Na}(p, \gamma)^{22}\text{Mg}$ reaction and Oxygen-Neon novae, Phys. Rev. Lett. 90, 162501 (2003).
- [25] C. Ruiz, A. Parikh, J. José et al., Measurement of the $E_{c.m.}=184$ keV resonance strength in the $^{26g}\text{Al}(p, \gamma)^{27}\text{Si}$ reaction, Phys. Rev. Lett. 96, 252501 (2006).
- [26] C. Matei, L. Buchmann, W.R. Hannes et al., Measurement of the cascade transition via the first excited state of ^{16}O in the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ reaction, and its S factor in stellar helium burning, Phys. Rev. Lett. 97, 242503 (2006).
- [27] H. Utsunomiya, Y. Yonezawa, H. Akimune et al., Photodisintegration of ^9Be with laser-induced Compton backscattered γ rays, Phys. Rev. C 63, 018801 (2000).
- [28] R.D. Page, G. Vancraeynest, A.C. Shotter et al., First experimental limit on the $^{19}\text{Ne}(p, \gamma)^{20}\text{Na}$ resonance strength of astrophysical interest, Phys. Rev. Lett. 73, 3066 (1994).
- [29] C. Michotte, C.R. Bain, F. Binon, et al., New limits for the $^{19}\text{Ne}(p, \gamma)^{20}\text{Na}$ astrophysical reaction rate from direct measurements using radioactive beams, Phys. Lett. B 381, 402 (1996).
- [30] D.W. Bardayan, J.C. Blackmon, C.R. Brune et al., Observation of the astrophysically important 3^+ state in ^{18}Ne via elastic scattering of a radioactive ^{17}F beam from ^1H , Phys. Rev. Lett. 83, 45 (1999).
- [31] C. Ruiz, F. Sarazin, L. Buchmann et al., Strong resonances in elastic scattering of radioactive ^{21}Na on protons, Phys. Rev. C 65, 042801(R) (2002).
- [32] T. Teranishi, S. Kubono, S. Shimoura et al., Study of resonance states in ^{12}N using a radioactive ion beam of ^{11}C , Phys. Lett. B 556, 27 (2003).
- [33] 王友宝, 王宝祥, 白希祥等, 高能物理与核物理 30, 202s (2006).
- [34] Y.B. Wang et al, to be submitted.

- [35] G. Baur, C.A. Bertulani and H. Rebel, Coulomb dissociation as a source of information on radiative capture processes of astrophysical interest, Nucl. Phys. A 458, 188 (1986).
- [36] C.A. Bertulani and G. Baur, Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions, Phys. Rep. 163, 299 (1988).
- [37] T. Motobayashi, T. Takei, S. Kox et al., Determination of the astrophysical $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ cross section through the Coulomb dissociation method, Phys. Lett. B 264, 259 (1991).
- [38] H.M. Xu, C.A. Gagliardi, R.E. Tribble et al., Overall normalization of the astrophysical S factor and the nuclear vertex constant for $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ reactions, Phys. Rev. Lett. 73, 2027 (1994).
- [39] W. Liu, X. Bai, S. Zhou et al., Angular distribution for the $^7\text{Be}(d, n)^8\text{B}$ reaction at $E_{c.m.}=5.8$ MeV and the $S_{17}(0)$ factor for the $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ reaction, Phys. Rev. Lett. 77, 611 (1996).
- [40] C.J. Lin, H.Q. Zhang and Z.H. Liu et al., Nonresonant capture cross sections of $^{11}\text{B}(n, \gamma)$ and $^{12}\text{C}(n, \gamma)$ at stellar energies, Phys. Rev. C 68, 047601 (2003).
- [41] A. Azhari, V. Burjan, F. Carstoiu et al., The $^{10}\text{B}(^7\text{Be}, ^8\text{B})^9\text{Be}$ reaction and the $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ S factor, Phys. Rev. Lett. 82, 3960 (1999).
- [42] A. Azhari, V. Burjan, F. Carstoiu et al., The $^{14}\text{N}(^7\text{Be}, ^8\text{B})^{13}\text{C}$ reaction and the $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ S factor, Phys. Rev. C 60, 055803 (1999).
- [43] W. Liu, Z. Li, X. Bai et al., Determination of $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ astrophysical S-factor via measurement of $^{11}\text{C}(d, n)^{12}\text{N}$ reaction, Nucl. Phys. A 728, 275 (2003).
- [44] Z.H. Li, B. Guo, S.Q. Yan et al., $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ reaction and the astrophysical $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ reaction rate, Phys. Rev. C 74, 035801 (2006).

- [45] J. Enders, T. Baumann, B.A. Brown et al., Spectroscopic factors measured in inclusive proton-knockout reactions on ${}^8\text{B}$ and ${}^9\text{C}$ at intermediate energies, Phys. Rev. C 67, 064301 (2003).
- [46] L. Trache, F. Carstoiu, C.A. Gagliardi et al., Asymptotic Normalization Coefficient of ${}^8\text{B}$ from Breakup Reactions and the S_{17} Astrophysical Factor, Phys. Rev. Lett. 87, 271102 (2001).
- [47] P.B. Fernandez, E.G. Adelberger and A. Garcia, γ width of the unbound 5.17 MeV level of ${}^{14}\text{O}$ and the hot CNO cycle, Phys. Rev. C 40, 1887 (1989).
- [48] S. Kubono, C.C. Yun, R.N. Boyd et al., High resolution study of ${}^{24}\text{Mg}(p, d){}^{23}\text{Mg}$ for the Ne-E problem, Z. Phys. A 348, 59 (1994).
- [49] S. Schmidt, C. Rolfs, W.H. Schulte et al., ${}^{22}\text{Na}({}^3\text{He}, d){}^{23}\text{Mg}$ reaction studies of states near the proton threshold and hydrogen burning of ${}^{22}\text{Na}$, Nucl. Phys. A 591, 227 (1995).
- [50] J.A. Caggiano, D. Bazin, W. Benenson et al., Spectroscopy of ${}^{23}\text{Al}$ and ${}^{27}\text{P}$ using the $({}^7\text{Li}, {}^8\text{He})$ reaction and the implications for ${}^{22}\text{Na}$ and ${}^{26}\text{Al}$ nucleosynthesis in explosive hydrogen burning, Phys. Rev. C 64, 025802 (2001).
- [51] D.W. Bardayan, J.C. Blackmon, A.E. Champagne et al., Astrophysically important ${}^{26}\text{Si}$ states studied with the ${}^{28}\text{Si}(p, t){}^{26}\text{Si}$ reaction, Phys. Rev. C 65, 032801(R) (2002).
- [52] M.S. Smith, P.V. Magnus, K.I. Hahn et al., Gamma width of ${}^{14}\text{O}^*(5.17 \text{ MeV})$ and the stellar ${}^{13}\text{N}(p, \gamma){}^{14}\text{O}$ reaction rate, Phys. Rev. C 47, 2740 (1993).
- [53] W.P. Tan, J.L. Fisker, J. Görres, et al., ${}^{15}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{19}\text{Ne}$ Breakout Reaction and Impact on X-Ray Bursts, Phys. Rev. Lett. 98, 242503 (2007).
- [54] D.G. Jenkins, C.J. Lister, R.V.F. Janssens et al., Reevaluation of the ${}^{22}\text{Na}(p, \gamma)$ reaction rate: implications for the detection of ${}^{22}\text{Na}$ Gamma rays from novae, Phys. Rev. Lett. 92, 031101 (2004).

- [55] D. Seweryniak, P.J. Woods, M.P. Carpenter et al., Level structure of ^{22}Mg : implications for the $^{21}\text{Na}(p, \gamma)^{22}\text{Mg}$ astrophysical reaction rate and for the ^{22}Mg mass, Phys. Rev. Lett. 94, 032501 (2005).
- [56] Z.H. Liu, C.J. Lin and H.Q. Zhang et al., Asymptotic normalization coefficients and neutron halo of the excited states in ^{12}B and ^{13}C , Phys. Rev. C 64, 034312 (2001).
- [57] N.K. Timofeyuk, R.C. Johnson and A.M. Mukhamedzhanov, Relation between proton and neutron asymptotic normalization coefficients for light mirror nuclei and its relevance to nuclear astrophysics, Phys. Rev. Lett. 91, 232501 (2003).
- [58] N.K. Timofeyuk and P. Descouvemont, Asymptotic normalization coefficients for mirror virtual nucleon decays in a microscopic cluster model, Phys. Rev. C 71, 064305 (2005).
- [59] N.K. Timofeyuk and P. Descouvemont, Relation between widths of proton resonances and neutron asymptotic normalization coefficients in mirror states of light nuclei in a microscopic cluster model, Phys. Rev. C 72, 064324 (2005).
- [60] A.M. Mukhamedzhanov, C.A. Gagliardi and R.E. Tribble, Asymptotic normalization coefficients, spectroscopic factors, and direct radiative capture rates, Phys. Rev. C 63, 024612 (2001).
- [61] C.A. Gagliardi, R.E. Tribble, A. Azhari et al., Tests of transfer reaction determinations of astrophysical S factors, Phys. Rev. C 59, 1149 (1999).
- [62] E.L. Keller, Deuteron stripping and pickup reactions in ^{16}O , Phys. Rev. 121, 820 (1961).
- [63] M. Rhoades-Brown, M.H. Macfarlane and S.C. Pieper, Techniques for heavy-ion coupled-channels calculations: I. Long-range Coulomb coupling, Phys. Rev. C 21, 2417 (1980).

- [64] M. Rhoades-Brown, M.H. Macfarlane and S.C. Pieper, Techniques for heavy-ion coupled-channels calculations: II. Iterative solution of the coupled radial equations, Phys. Rev. C 21, 2436 (1980).
- [65] D.Y. Pang, F.M. Nunes and A.M. Mukhamedzhanov, Are spectroscopic factors from transfer reactions consistent with asymptotic normalization coefficients, Phys. Rev. C 75, 024601 (2007).
- [66] G.L. Wales and R.C. Johnson, Deuteron breakup effects in (p, d) reactions at 60 MeV, Nucl. Phys. A 274, 168 (1976).
- [67] C.M. Perey and F.G. Perey, Compilation of phenomenological optical model parameters, At. Data Nucl. Data Tables 17, 1 (1976).
- [68] R.L. Varner, W.J. Thompson, T.L. McAbee et al., A global nucleon optical model potential, Phys. Rep. 201, 57 (1991).
- [69] R. Morlock, R. Kunz, A. Mayer et al., Halo properties of the first $1/2^+$ state in ^{17}F from the $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ reaction, Phys. Rev. Lett. 79, 3837 (1997).
- [70] R. Morlock, (private communication).
- [71] P. Descouvemont, Microscopic study of proton-capture reactions on unstable nuclei, Nucl. Phys. A 646, 261 (1999).
- [72] P. Mohr, Low-energy direct capture in the $^8\text{Li}(n, \gamma)^9\text{Li}$ and $^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$ reactions, Phys. Rev. C 67, 065802 (2003).
- [73] D. Beaumel, T. Kubo, T. Teranishi et al., Determination of the astrophysical S factor of the $^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$ capture reaction from the $d(^8\text{B}, ^9\text{C})n$ reaction, Phys. Lett. B 514, 226 (2001).
- [74] L. Trache, F. Carstoiu, A. M. Mukhamedzhanov and R. E. Tribble, Determination of the S_{18} astrophysical factor for $^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$ from the breakup of ^9C at intermediate energies, Phys. Rev. C 66, 035801 (2002).
- [75] T. Motobayashi, Coulomb dissociation studies for explosive hydrogen burning, Nucl. Phys. A 719, 65c (2003).

- [76] W. Liu, Z. Li, X. Bai et al., Nuclear astrophysics experiments at CIAE, Nucl. Phys. A 758, 110c (2005).
- [77] W. Liu, Z. Li, X. Bai et al., Indirect measurements of nuclear astrophysics experiments at CIAE, The Sixth China-Japan Joint Nuclear Physics Symposium, eds. Yu-Gang Ma, Akira Ozawa, AIP Conference Proceedings 358, Shanghai (2006).
- [78] 郑企成, 张维强等, 放射性⁷Be离子束注入玉米种子的生物学效应研究, 核农业通报, 第16卷, 第4期, 151页(1995).
- [79] Z. Li, W. Liu, X. Bai et al., First observation of neutron-proton halo structure for the 3.563 MeV 0⁺ state in ⁶Li via ¹H(⁶He, ⁶Li)*n* reaction, Phys. Lett. B 527, 50 (2002).
- [80] S. Zeng, W. Liu, Z. Li et al., Measurement of ²H(⁸Li, ⁹Be)*n* reaction relevant to primordial nucleosynthesis, Chin. Phys. Lett. 22, 2219 (2005).
- [81] J. Su, Z. Li, B. Guo et al., Astrophysical reaction rates of the ⁸Li(*p*, γ)⁹Be_{*g.s.*} direct capture reaction, Chin. Phys. Lett. 23, 55 (2006).
- [82] Z.H. Li, W.P. Liu, X.X. Bai et al., The ⁸Li(*d*, *p*)⁹Li reaction and the astrophysical ⁸Li(*n*, γ)⁹Li reaction rate, Phys. Rev. C 71, 052801(R) (2005).
- [83] B. Guo, Z.H. Li, W.P. Liu et al., The ⁸Li(*d*, *p*)⁹Li reaction and astrophysical ⁸B(*p*, γ)⁹C reaction rate, Nucl. Phys. A 761, 162 (2005).
- [84] M.J. Balbes, M.M. Farrell, R.N. Boyd et al., ²H induced reactions on ⁸Li and primordial nucleosynthesis, Phys. Rev. Lett. 71, 3931 (1993).
- [85] M.J. Balbes, M.M. Farrell, R.N. Boyd et al., Cross sections and reaction rates of d+⁸Li reactions involved in Big Bang nucleosynthesis, Nucl. Phys. A 584, 315 (1995).
- [86] 颜胜权, 郭昭乔, 连钢 等, 多环型半导体探测器的研制, 高能物理核物理 29, 51 (2005).

- [87] <http://www-nds.iaea.org/exfor/servlet/X4sGetSubent?reqx=284&subID=280047002>
- [88] M.G. Mayer and J.H.D. Jensen, Elementary theory of nuclear shell structure, New York: Wiley, (1955).
- [89] B.A. Watson, P.P. Singh and R.E. Segel, Optical model analysis of nucleon scattering from $1p$ -shell nuclei between 10 and 50 MeV, Phys. Rev. 182, 977 (1969).
- [90] L.D. Blokhintsev, I. Borbely and E.I. Dolinskii, Nuclear vertex constants, Sov. J. Part. Nucl. 8, 485 (1977).
- [91] F. Ajzenberg-Selove, Energy levels of light nuclei $A=5 - 10$, Nucl. Phys. A 413, 1 (1984).
- [92] P. Descouvemont and I. Baraffe, Microscopic cluster study of the ^{12}B and ^{12}N systems and application to a hot pp chain in zero-metal stars, Nucl. Phys. A 514, 66 (1990).
- [93] N.K. Timofeyuk and S.B. Igamov, Direct capture contribution to the $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ reaction at astrophysical energies, Nucl. Phys. A 713, 217 (2003).
- [94] A. Lefebvre, P. Aguer, J. Kiener et al., Astrophysical rates of the $^{11}\text{C}+p$ reaction from the Coulomb breakup of a ^{12}N radioactive beam, Nucl. Phys. A 592, 69 (1995).
- [95] T. Minemura et al., RIKEN Accel. Prog. Rep., A35 (2002).
- [96] X. Tang, A. Azhari, C.A. Gagliardi et al., Determination of the astrophysical S factor for $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ from the $^{12}\text{N} \rightarrow ^{11}\text{C}+p$ asymptotic normalization coefficient, Phys. Rev. C 67, 015804 (2003).
- [97] K. Peräjärvi, C. Fu, G.V. Rogachev et al., Structure of ^{12}N using $^{11}\text{C}+p$ resonance scattering, Phys. Rev. C 74, 024306 (2006).

- [98] Ajzenberg-Selove, Energy levels of light nuclei $A=11-12$, Nucl. Phys. A 506, 1 (1990).
- [99] A.J. Koning and J.P. Delaroche, Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV, Nucl. Phys. A 713, 231 (2003).
- [100] D. Fick, Nukleonika 19, 693 (1974).
<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/servlet/X4sGetSubent?subID=150326002&master=ND>.
- [101] J.P. Schiffer, G.C. Morrison, R.H. Siemssen and B. Zeidman, Study of the (d, p) reaction in the $1p$ shell, Phys. Rev. 164, 1274 (1967).
- [102] T. Delbar, W. Galster, P. Leleux et al., Investigation of the $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ reaction using ^{13}N radioactive ion beams, Phys. Rev. C 48, 3088 (1993).
- [103] T.E. Chupp, R.T. Kouzes, A.B. McDonald et al., Total width of the 5.17 MeV 1^- state in ^{14}O and the hot-CNO cycle, Phys. Rev. C 31, 1023 (1985).
- [104] P.V. Magnus, E.G. Adelberger, A. Garcia et al., The hot CNO cycle $^{13}\text{N}(p, \gamma)$ resonance energy and the ^{18}Ne mass , Phys. Rev. C 49, 1755R (1994).
- [105] J. Kiener, A. Lefebvre, P. Aguer et al., Determination of the astrophysical $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ reaction rate through the Coulomb break-up of a ^{14}O radioactive beam, Nucl. Phys. A 552, 66 (1993).
- [106] X. Tang, A. Azhari, C. Fu et al., Determination of the direct capture contribution for $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ from the $^{14}\text{O} \rightarrow ^{13}\text{N} + p$ asymptotic normalization coefficient, Phys. Rev. C 69, 055807 (2004).
- [107] J. King, TRIUMF EEC experiment proposal number E805.
<http://dragon.triumf.ca/experiments.html>
- [108] F.C. Barker and T. Kajino, The $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ cross section at low energies, Aust. J. Phys. 44, 369 (1991).

- [109] W.A. Mahoney, J.C. Ling, A.S. Jacobson and R.E. Lingenfelter, Diffuse galactic gamma-ray line emission from nucleosynthetic Fe-60, Al-26, and Na-22: Preliminary limits from HEAO 3, *Astrophys. J.* 262, 742 (1982).
- [110] J. José, A. Coc, and M. Hernanz, Nuclear uncertainties in the NeNa-MgAl cycles and production of ^{22}Na and ^{26}Al during Nova outbursts, *Astrophys. J.* 520, 347 (1999).
- [111] O. Koike, M. Hashimoto, K. Arai and S. Wanajo, Rapid proton capture on accreting neutron stars - effects of uncertainty in the nuclear process, *Astron. Astrophys.* 342, 464 (1999).
- [112] M. Wiescher, J. Görres, F.-K. Thielemann and H. Ritter, Explosive hydrogen burning in novae, *Astron. Astrophys.* 160, 56 (1986).
- [113] H. Herndl, J. Görres, M. Wiescher et al., Proton capture reaction rates in the rp process, *Phys. Rev. C* 52, 1078 (1995).
- [114] T. Rauscher, F.-K. Thielemann and K.L. Kratz, Nuclear level density and the determination of thermonuclear rates for astrophysics, *Phys. Rev. C* 56, 1613 (1997).
- [115] Y. Togano, T. Gomi, T. Motobayashi et al., Study of $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ reaction using Coulomb dissociation method, *Nucl. Phys. A* 758, 182 (2005).
- [116] Y. Togano, T. Gomi, T. Motobayashi et al., Coulomb dissociation of ^{27}P for study of $^{26}\text{Si}(p, \gamma)^{27}\text{P}$ reaction, Proceedings of the Internation Symposium on Origin of Matter and Evolution of Galaxies, AIP Conference Proceedings 281, Tokyo, (2005).
- [117] P.D. Kunz, Computer code DWUCK4 (unpublished).
- [118] F. Meurders and A. Van Der Steld, Investigation of the $^{26}\text{Mg}(d, p)^{27}\text{Mg}$ reaction, *Nucl. Phys. A* 230, 317 (1974).
- [119] F.G. Perey, Optical-Model Analysis of Proton Elastic Scattering in the Range of 9 to 22 MeV, *Phys. Rev.* 131, 745 (1963).

- [120] F.D. Becchetti, Jr. and G.W. Greenlees, Nucleon-nucleus optical-model parameters A>40 E<50 MeV, Phys. Rev. 182, 1190 (1969).
- [121] A. Bohr and B. R. Mottelson, Nuclear Structure (World Scientific, Singapore, 1988).
- [122] J. Powell, R. Joosten, C.A. Donahue et al., BEARS: radioactive ion beams at Berkeley, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 455, 452 (2000).
- [123] J. Powell, J.P. O'Neil and J. Cerny, Production of an accelerated oxygen-14 beam, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 204, 440 (2003).
- [124] J.M. D'Auria, TRIUMF EEC experiment proposal number E995.
<http://dragon.triumf.ca/experiments.html>
- [125] W.P. Liu, TRIUMF EEC experiment proposal number E983.
<http://dragon.triumf.ca/experiments.html>
- [126] K. Jayamanna, D. Yuan, T. Kuo et al., Microwave-driven multipurpose ion source, Rev. Sci. Instrum. 67, 1061 (1996).
- [127] D. Yuan, T. Kuo, G. Cojocaru et al., Design of a parallel-plate energy spread analyzer, Rev. Sci. Instrum. 69, 1194 (1998).
- [128] K. Jayamanna, D. Yuan, D. Bishop et al., Efficiency and transient time studies of an electron cyclotron resonance ion source for radioactive ion beam production at ISAC/TRIUMF, Rev. Sci. Instrum. 71, 946 (2000).

发表文章目录

- [1] **B. Guo**, Z.H. Li, W.P. Liu, X.X. Bai, G. Lian, S.Q. Yan, B.X. Wang, S. Zeng, J. Su, and Y. Lu, The ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ reaction and astrophysical ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$ reaction rate, Nucl. Phys. A 761, 162 (2005).
- [2] **B. Guo**, Z.H. Li, X.X. Bai, W.P. Liu, N.C. Shu, and Y.S. Chen, Determination of the astrophysical ${}^{26}\text{Si}(p, \gamma){}^{27}\text{P}$ reaction rate from the asymptotic normalization coefficients of ${}^{27}\text{Mg} \rightarrow {}^{26}\text{Mg} + n$, Phys. Rev. C 73, 048801 (2006).
- [3] **B. Guo**, Z.H. Li, W.P. Liu, and X.X. Bai, Asymptotic normalization coefficient of ${}^{27}\text{P} \rightarrow {}^{26}\text{Si} + p$ and radius of ${}^{27}\text{P}$ halo, Chin. Phys. Lett. 23, 52 (2006).
- [4] **B. Guo**, Z.H. Li, W.P. Liu, and X.X. Bai, Determination of the astrophysical ${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$ reaction rate from the asymptotic normalization coefficients of ${}^{12}\text{B} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n$, J. Phys. G 34, 103 (2007).
- [5] **B. Guo**, Z.H. Li, Determination of astrophysical ${}^{13}\text{N}(p, \gamma){}^{14}\text{O}$ S-factors from the asymptotic normalization coefficient of ${}^{14}\text{C} \rightarrow {}^{13}\text{C} + n$, Chin. Phys. Lett. 24, 65 (2007).
- [6] **B. Guo**, Z.H. Li, W.P. Liu, X.X. Bai, Test of the determination of (p, γ) astrophysical S-factors using the asymptotic normalization coefficients from neutron transfer reactions, Chin. Phys. Lett. (accepted).
- [7] 郭冰, 柳卫平, 李志宏等, ${}^{11}\text{C}(d, n){}^{12}\text{N}$ 反应角分布的测量和虚衰变 ${}^{12}\text{N} \rightarrow {}^{11}\text{C} + p$ 渐进归一化系数的确定, 原子能科学技术 39, 118 (2005).
- [8] 郭冰, 柳卫平, M. Trinczek, S. Lapi, F. Ames, K.R. Buckley, J.M. D'Auria, K. Jayamanna, C. Ruiz, and T.J. Ruth, 利用低能质子束产生高强度放射性束流, 高能物理与核物理 30, 675 (2006).

- [9] 郭冰, 李志宏, 柳卫平等, 利用镜像核转移反应研究短寿命不稳定核(p, γ)反应, 原子能科学技术 41, 158 (2007).
- [10] **B. Guo**, Z.H. Li, W.P. Liu, X.X. Bai et al., Determination of (p, γ) reaction rates via transfer reactions of mirror nuclei, The Sixth China-Japan Joint Nuclear Physics Symposium, eds. Yu-Gang Ma, Akira Ozawa, AIP Conference Proceedings 221, Shanghai (2006).
- [11] 郭冰, 柳卫平, 李志宏等, ^{27}P 基态晕结构和激发态质子宽度的研究, 高能物理与核物理 30, 183s (2006).
- [12] Z.H. Li, W.P. Liu, X.X. Bai, **B. Guo**, G. Lian, S.Q. Yan, B.X. Wang, S. Zeng, Y. Lu, J. Su, Y.S. Chen, K.S. Wu, and N.C. Shu, The $^8\text{Li}(d, p)^9\text{Li}$ reaction and the astrophysical $^8\text{Li}(n, \gamma)^9\text{Li}$ reaction rate, Phys. Rev. C 71, 052801(R) (2005).
- [13] Z.H. Li, **B. Guo**, W.P. Liu, X.X. Bai, G. Lian, J. Su, S.Q. Yan, B.X. Wang, and S. Zeng, Radius of ^9C halo from the asymptotic normalization coefficient, Chin. Phys. Lett. 22, 1870 (2005).
- [14] J. Su, Z. Li, **B. Guo**, W.P. Liu, X.X. Bai, S. Zeng, G. Lian, S.Q. Yan, B.X. Wang, and Y.B. Wang, Astrophysical reaction rates of the $^8\text{Li}(p, \gamma)^9\text{Be}_{g.s.}$ direct capture reaction, Chin. Phys. Lett. 23, 55 (2006).
- [15] Z.H. Li, **B. Guo**, S.Q. Yan, G. Lian, X.X. Bai, Y.B. Wang, S. Zeng, J. Su, B.X. Wang, W.P. Liu, N.C. Shu, Y.S. Chen, H.W. Chang, and L.Y. Jiang, $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ reaction and the astrophysical $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ reaction rate, Phys. Rev. C 74, 035801 (2006).
- [16] W. Liu, Z. Li, X. Bai, Gang Lian, **Bing Guo**, Sheng Zeng, Shengquan Yan, Baoxiang Wang, Nengchuan Shu, Kaisu Wu, and Yongshou Chen, Nuclear astrophysics experiments at CIAE, Nucl. Phys. A 758, 110c (2005).
- [17] M. Trinczek, S. Lapi, **B. Guo**, F. Ames, K.R. Buckley, J.M. D'Auria, K. Jayamanna, W.P. Liu, C. Ruiz, and T.J. Ruth, Production of intense ra-

dioactive beams at ISAC using low energy protons, Can. J. Phys. 84, 325 (2006).

- [18] 王宝祥, 李志宏,郭冰等, ^{15}O 次级束的产生, 原子能科学技术 39, 289 (2005).
 - [19] 苏俊, 李志宏,郭冰等, ^{10}C 次级束的产生, 原子能科学技术 40, 513 (2006).
 - [20] Z.H. Li, W.P. Liu, X.X. Bai, **B. Guo** et al., Determination of the astro-physical $^8\text{Li}(n, \gamma)^9\text{Li}$ reaction rate from the measurement of $^2\text{H}(^8\text{Li}, ^9\text{Li})^1\text{H}$ reaction, Proceedings of the International Symposium on Origin of Matter and Evolution of Galaxies, AIP Conference Proceedings 37, Tokyo, (2005).
 - [21] W.P. Liu, Z.H. Li,**B. Guo** et al., Current progress of nuclear astrophysics experiments at CIAE, Proceedings of the International Symposium on Origin of Matter and Evolution of Galaxies, AIP Conference Proceedings 427, Tokyo, (2005).
 - [22] W. Liu, Z. Li,**B. Guo** et al., Indirect measurements of nuclear astrophysics experiments at CIAE, The Sixth China-Japan Joint Nuclear Physics Symposium, eds. Yu-Gang Ma, Akira Ozawa, AIP Conference Proceedings 358, Shanghai (2006).
 - [23] 王友宝, 王宝祥, 白希祥, 郭冰等, 弹性共振散射反应的厚靶实验设计, 高能物理与核物理 30, 202s (2006).
 - [24] 李志宏, 柳卫平,郭冰等, 串列加速器次级束流线上的核结构研究, 高能物理与核物理 30, 258s (2006).

致 谢

令人难忘的博士学习生涯即将结束，首先衷心感谢我的两位导师柳卫平研究员和李志宏研究员。在这三年的博士学习期间，我学业上的每一点进步都离不开他们二位的悉心指导和亲切关怀。在此，我向两位导师表示最真挚的感谢。

感谢柳卫平老师，他广博的知识、活跃的物理思想、严谨的治学态度、敏锐的洞察力和不拘一格的思路都使我受益匪浅，朴实无华、平易近人的人格魅力对我影响至深。柳老师非常重视对年轻人的锻炼和培养，给我提供了各种锻炼机会。他总是开诚布公而又准确地指出我工作中的不足之处，并指引我一次次克服工作中遇到的困难。

感谢李志宏老师，论文实验的设计与实施，实验数据的处理和实验结果的理论分析都离不开他的精心指导。李老师深厚的专业功底，精湛的实验技术，对整个GIRAFFE次级束流线的模拟以及处理和分析实验数据的技巧都使我学到了许多重要的知识。他严谨细致、一丝不苟的作风和对科研工作的热忱一直是我工作和学习中的榜样。

感谢白希祥老师，他的远见和魄力是GIRAFFE次级束流线产生的原动力之一。白希祥研究员虽然不是我名义上的导师，但是他的悉心指导贯穿于实验方案的设计、实验的准备与实施和论文的撰写各个环节。白老师渊博的专业知识、对科研工作的热爱、勤奋的工作作风、掌握和积累知识的方法、对物理问题深入本质而又通俗形象的比喻和扎实的文字功底都使我受益终身。白老师对我生活上的关怀和照顾也使我非常感动，再次衷心感谢白老师。

在实验过程中，得到了RNB组成员连钢、曾晟、颜胜权、王宝祥、苏俊的大力帮助，在此表示感谢。感谢王宝祥在查找 $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ 反应直接测量实验数据时给予的帮助。

感谢王友宝研究员，虽然他当时身在芬兰，没能参加本次实验，但是后期的结果分析中他一些新颖的想法使我耳目一新。此外，王老师严谨的逻辑思维和扎实的工作作风都使我受益匪浅。

在理论分析过程中，陈永寿研究员给予了作者很大的帮助。陈老师的讲解与多次讨论给了我极大启发，使我掌握了更多的理论知识。在此，向陈老师表示衷心的感谢。

感谢舒能川副研究员，在实验结果的理论分析过程中我与他进行了多次有益的讨论，使我受益匪浅。

陈永寿研究员与舒能川副研究员开发了天体网络方程的计算，可以利用我们实验上给出的天体物理反应率以及一些其它输入量来预测核素丰度，迈出了我国天体物理核合成模型大型运算的重要一步，使得我们的实验结果与天体物理核合成预测更密切地联系起来。在此感谢他们的艰苦工作。

感谢HI-13串列加速器运行人员在实验过程中给予的帮助。

感谢TRIUMF实验室DRAGON小组的所有成员，尤其感谢Simon Fraser大学的John D'Auria教授，Dave Hutcheon研究员，他们在工作、学习中的指导和帮助使我受益匪浅，感谢曾经一起工作的Chris Ruiz博士和Mike Trinczek博士对我学习和生活上给予的帮助。

感谢我的妻子续瑞瑞和我的父母、家人给予生活上的关怀和精神上的鼓励，他们的无私奉献使我能够更加顺利地完成学业。

再次衷心感谢所有关心、支持和帮助我的人们。

本论文工作得到了国家重点基础研究发展规划973项目（G200077400）及其国际合作子项目（2003CB716704），国家自然科学基金项目（10375096, 10025524, 10575137, 10675173）的资助。