

分类号 0571.1 密级

UDC

学 位 论 文

${}^6\text{Li}(\text{n}, \gamma){}^7\text{Li}$ 天体物理反应率的间接测量

苏 俊

指导教师姓名 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 粒子物理与原子核物理

论文提交日期 2010.06 论文答辩日期 2010.07

学位授予单位和日期 中国原子能科学研究院 2010.07

答辩委员会主席 陈永寿

评阅人 周书华、 华 辉

2010 年 6 月

摘 要

大爆炸原初核合成(BBN)中的锂丰度异常是目前核天体物理关注的热点问题之一。根据近期威尔金森宇宙微波背景辐射各向异性探测器(WMAP)得到的重子密度,标准模型(SBBN)可以比较精确地计算出 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ 的原初核合成丰度。结果显示,理论计算的 ${}^6\text{Li}$ 丰度比贫金属星的天文观测值低了3个量级,而 ${}^7\text{Li}$ 的丰度却是天文观测值的3倍左右。目前,天文观测和模型计算等方面都在继续改进以解释这一巨大分歧。另外,在恒星演化过程中, ${}^6\text{Li}$ 的摧毁速度比 ${}^7\text{Li}$ 的快, ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ 丰度比还可用于恒星演化阶段的标定。通过核反应网络研究锂丰度是一个相当复杂的过程,所有与锂有关的核反应都要考虑,其中 ${}^6\text{Li}(n,\gamma){}^7\text{Li}$ 反应是联系 ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}$ 的桥梁,其反应率大小直接影响 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ 的丰度,因此成为SBBN网络计算中的重要反应之一。

目前只有日本东京工业大学对天体物理感兴趣能区的 ${}^6\text{Li}(n,\gamma){}^7\text{Li}$ 反应截面进行过直接测量,获得了3个能量点的截面数据,但未给出 ${}^6\text{Li}(n,\gamma){}^7\text{Li}$ 的天体物理反应率。我们根据其测量结果计算出的天体物理反应率比各大数据库中的推荐值高50-60%,因而有必要对 ${}^6\text{Li}(n,\gamma){}^7\text{Li}$ 反应截面进行独立的测量。在天体物理感兴趣的能区,对 ${}^6\text{Li}(n,\gamma){}^7\text{Li}$ 反应截面的主要贡献来自s波中子到 ${}^7\text{Li}$ 基态和第一激发态的直接辐射俘获过程,适于用核谱因子方法进行间接研究。该方法建立在单粒子辐射俘获模型基础上,通过测量截面相对较大的转移反应角分布提取出核谱因子,结合理论计算导出直接辐射俘获过程的激发函数,进而得到天体物理反应率。

本论文工作选用弹性转移反应 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li},{}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$ 来提取 ${}^7\text{Li}$ 的中子谱因子。其优点在于:1、反应体系的入射道和出射道相同,光学势参数可以通过测量弹性散射角分布得到,减小了光学势参数不确定性带来的误差。2、该转移反应理论与实验截面的比较只与 ${}^7\text{Li}$ 中子谱因子有关,不涉及其它核谱因子。提取出的核谱因子的可靠性和精度较高。

实验是在北京HI-13串列加速器Q3D磁谱仪上完成的。利用加速器提供的 ${}^6\text{Li}$ 束流轰击LiF靶,测量了 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li},{}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 弹性散射、 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li},{}^7\text{Li}_{g.s.}){}^6\text{Li}$ 以及 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li},{}^7\text{Li}_{0.48}){}^6\text{Li}$ 转移反应角分布。通过拟合弹性散射角分布得到 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ 相互作用光学势,并用来进行中子转移过程的扭曲波玻恩近似(DWBA)计算,通过计算结果和实验数据的比较,得到 ${}^7\text{Li}={}^6\text{Li}\otimes n$ 基态及第一激发态的谱因子分别为 0.78 ± 0.04 和 1.02 ± 0.07 ,根据辐射俘获理论计算出 ${}^6\text{Li}(n,\gamma){}^7\text{Li}$ 反应的激发函数,进而得到 ${}^6\text{Li}(n,\gamma){}^7\text{Li}$ 的天体物理反应率为 $(8.1 \pm 0.6) \times 10^3 \text{ cm}^3\text{mol}^{-1}\text{s}^{-1}$ 。

本论文给出的反应率比此前SBBN反应网络计算中采用的数值高出60%。

根据镜像核电荷对称原理，我们还利用得到的核谱因子对 ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ 反应进行了研究，得到了 ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ 反应的天体物理 S 因子。

关键词： 直接辐射俘获，核谱因子，天体物理反应率，Q3D磁谱仪

Indirect measurement of the ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ astrophysical reaction rates

Abstract

Recently, lithium isotopes have attracted an intense interest because the abundances of both ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ from big bang nucleosynthesis (BBN) is one of puzzles in nuclear astrophysics. According to the baryon density determined by Wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP), the primary abundances for ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ predicted by standard BBN (SBBN) model deviate clearly from the observations of the metal-poor halo stars. Several investigations of both astrophysical observation and nucleosynthesis calculation have been conducted to explain the large discrepancies, but none of them has been successful up to now. In addition, due to the difference between the depletion speeds of ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ in stars, the ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ ratio could stand for a measure of the time scale for stellar evolution. In the above scenario, ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ is believed to be one of the important reactions in the SBBN network, its reaction rates would affect the abundances of both ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ directly.

To date, only one direct measurement of the ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ cross sections at stellar energies has been performed, but the results are not consistent with the recommended values, thus an independent measurement is needful for clarifying this discrepancy. The cross sections of ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ at astrophysically relevant energies are most likely dominated by the radiative capture of s-wave neutrons into the ground and the first excited states in ${}^7\text{Li}$, which can also be calculated by the direct capture model with the spectroscopic factors extracted from the single neutron transfer reaction.

In the present work, the ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$ elastic-transfer reaction is used to extract the spectroscopic factors of the ${}^7\text{Li} = {}^6\text{Li} \otimes n$. The elastic-transfer reaction is a good tool to extract the single nucleon spectroscopic factors. The obvious advantages of this approach are (i) the elastic scattering and elastic-transfer reaction have the same entrance and exit channels, the spectroscopic factor can be derived by one set of optical potential deduced from the angular distribution of elastic scattering and (ii) the elastic-transfer reaction does not involve third participant in the entrance and exit channels, and thus results in a reduction of experimental result uncertainty.

The experiment was carried out using the Q3D magnetic spectrograph of Beijing HI-13 tandem accelerator. We have measured the angular distributions

of the ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ elastic scattering and ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{g.s.}){}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{0.48}){}^6\text{Li}$ transfer reactions at $E_{c.m.}=23.7$ MeV. By comparing the experimental results with the distorted-wave Born approximation (DWBA) calculations, the neutron spectroscopic factors for the ground and first excited states in ${}^7\text{Li}$ were determined to be 0.78 ± 0.04 and 1.02 ± 0.07 , respectively. The results were used to calculate the cross sections of ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ direct capture reaction. The astrophysical rates were derived to be $(8.1 \pm 0.6) \times 10^3 \text{ cm}^3\text{mol}^{-1}\text{s}^{-1}$ at the energies of astrophysical interests. Our result is higher by a factor of 1.6 than the value adopted in previous reaction network calculations.

According to charge symmetry, the astrophysical S -factors of ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ were derived with the deduced spectroscopic factors, which is also important in the SBBN.

Keywords: Direct radiative capture, Spectroscopic factor, Astrophysical reaction rate, Q3D Magnetic Spectrograph

目 录

摘要	i
目录	v
第一章 引言	1
1.1 核天体物理简介	1
1.2 大爆炸原初核合成	4
1.3 恒星演化中的核过程	5
1.3.1 氢燃烧	7
1.3.2 氦燃烧	9
1.3.3 重元素燃烧	9
1.4 铁以上元素的合成	11
1.5 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 研究意义	14
1.6 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 研究现状及我们的研究方案	16
第二章 辐射俘获反应的间接研究方法	19
2.1 天体物理反应率	19
2.1.1 定义	19
2.1.2 带电粒子直接俘获反应	21
2.1.3 中子直接俘获反应	23
2.1.4 共振俘获反应	24
2.1.5 直接俘获反应和共振俘获反应的干涉	25
2.2 辐射俘获反应间接测量方法简介	25
2.2.1 弹性共振散射	25
2.2.2 库仑离解方法	27
2.2.3 核谱因子方法	28
2.2.4 ANC方法	30
2.3 利用核谱因子和ANC方法完成的研究	32

2.3.1	${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ 天体物理 S 因子	33
2.3.2	${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$ 反应研究	34
2.3.3	${}^8\text{Li}(p, \gamma){}^9\text{Be}$ 天体物理反应率	35
2.3.4	${}^{13}\text{N}(p, \gamma){}^{14}\text{O}$ 反应研究	36
2.3.5	${}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}$ 天体物理反应率	37
第三章	实验测量	38
3.1	Q3D磁谱仪	38
3.2	实验设置	40
3.3	运动学模拟计算	41
3.4	数据获取系统	43
3.5	PSSD位置刻度	43
3.6	角分布测量及数据处理	45
3.6.1	效率刻度	45
3.6.2	检验测量	47
3.6.3	${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 弹散角分布测量	48
3.6.4	${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$ 转移角分布测量	50
3.6.5	其它反应角分布测量	51
3.7	小角度角分布的补充测量	53
第四章	${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$天体物理反应率	56
4.1	${}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}$ 相互作用光学势	56
4.2	${}^7\text{Li}={}^6\text{Li}\otimes n$ 束缚态光学势	57
4.3	${}^7\text{Li}={}^6\text{Li}\otimes n$ 谱因子的导出	59
4.3.1	${}^7\text{Li}$ 基态中子谱因子	60
4.3.2	${}^7\text{Li}$ 第一激发态中子谱因子	61
4.4	${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 天体物理反应率的计算	62
4.4.1	${}^6\text{Li}+n$ 相互作用光学势	62
4.4.2	${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应激发函数和天体物理反应率	63
4.5	${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ 天体物理 S 因子	65
第五章	论文总结	67

参考文献	68
读博期间发表文章目录	73
致谢	75

表 格

1.1	原初核合成中的轻核素丰度。	5
1.2	质量 $25M_{\odot}$ 恒星的核燃烧过程。	7
1.3	${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 天体物理反应率现有数据。	17
2.1	次级束流线产生的束流及品质。	32
3.1	Q3D磁谱仪主要性能指标。	39
3.2	${}^6\text{Li}+{}^7\text{Li}$ 弹散及转移的主要干扰反应道。	41
4.1	$E_{c.m.}=23.7\text{MeV}$ 时的 ${}^6\text{Li}+{}^7\text{Li}$ 相互作用光学势参数。	56
4.2	利用 ${}^7\text{Li}$ 价中子方均根半径限制后的 ${}^7\text{Li}={}^6\text{Li}\otimes n$ 束缚态光学势参数。	58
4.3	实验和理论得到的 ${}^7\text{Li}$ 中子谱因子。	62

插图

1.1	宇宙演化示意图。·····	3
1.2	恒星演化过程。·····	6
1.3	p-p链反应示意图。·····	8
1.4	CNO循环示意图。·····	8
1.5	硅燃烧结束后的恒星结构。·····	10
1.6	中子俘获过程路径。·····	12
1.7	太阳中的 r 过程核素丰度。·····	13
1.8	贫金属星中的 ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}$ 丰度观测数据。·····	14
1.9	原初核合成反应网络。·····	15
1.10	${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应纲图。·····	16
1.11	${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应直接测量结果。·····	16
1.12	现有的 ${}^7\text{Li} = {}^6\text{Li} \otimes n$ 基态谱因子数据。·····	18
2.1	天体物理 S 因子在外推截面中的作用。·····	22
2.2	Gamow窗口示意图。·····	23
2.3	s 波中子俘获截面 $1/v$ 规律。·····	24
2.4	${}^{13}\text{N} + p$ 弹性散射激发函数及 R 矩阵理论分析。·····	26
2.5	库仑离解过程示意图。·····	27
2.6	转移反应 $A + c \rightarrow B + b$ 过程。·····	29
2.7	单粒子ANC。·····	31
2.8	次级束流线概貌。·····	32
2.9	$E_{c.m.} = 5.8\text{MeV}$ 下的 ${}^7\text{Be}(d, n){}^8\text{B}$ 角分布。·····	33
2.10	${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$ 反应的天体物理 S 因子及反应率。·····	34
2.11	${}^8\text{Li}(p, \gamma){}^9\text{Be}$ 反应的天体物理反应率。·····	35
2.12	$E_{c.m.} = 8.9\text{MeV}$ 下的 ${}^{13}\text{N}(d, n){}^{14}\text{O}$ 角分布。·····	36
2.13	理论和实验得到的 ${}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}$ 天体物理反应率。·····	37
3.1	Q3D磁谱仪结构示意图。·····	38

3.2	实验设置示意图。·····	40
3.3	${}^7\text{Li}+{}^6\text{Li}$ 弹散及干扰道运动学。·····	42
3.4	${}^7\text{Li}+{}^6\text{Li}$ 转移及干扰道运动学。·····	42
3.5	电子学系统示意图。·····	43
3.6	α 粒子通过多孔准直器的双维位置谱。·····	44
3.7	${}^{197}\text{Au}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{197}\text{Au}$ 弹散产物能谱、双维位置谱及X、Y单维谱。···	46
3.8	${}^{197}\text{Au}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{197}\text{Au}$ 弹性散射角分布。·····	47
3.9	$E=36\text{ MeV}$ 时 ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{12}\text{C}$ 弹性散射角分布。·····	48
3.10	${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 弹散能谱。·····	49
3.11	${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 弹散角分布。·····	49
3.12	${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{g.s.}){}^6\text{Li}$ 反应角分布。·····	50
3.13	${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{0.48}){}^6\text{Li}$ 反应角分布。·····	50
3.14	${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{12}\text{C}$ 弹散角分布。·····	51
3.15	${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{12}\text{C}$ 弹散角分布。·····	51
3.16	${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{13}\text{C}_{g.s.}$ 反应角分布。·····	52
3.17	${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{13}\text{C}_{3.09}$ 反应角分布。·····	52
3.18	${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{13}\text{N}$ 反应角分布。·····	53
3.19	改进后的实验设置示意图。·····	53
3.20	小角度时束流监测得到 ΔE - E 双维谱。·····	54
3.21	${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{g.s.}){}^6\text{Li}$ 反应角分布。·····	55
3.22	${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{0.48}){}^6\text{Li}$ 反应角分布。·····	55
4.1	${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 弹散角分布拟合。·····	57
4.2	束缚态光学势参数 r_0 和 a 变化对转移过程角分布计算的影响。·····	58
4.3	束缚态光学势参数限制后的转移过程角分布计算。·····	59
4.4	DWBA计算和实验测量的 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{g.s.}){}^6\text{Li}$ 反应角分布。·····	60
4.5	DWBA计算和实验测量的 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{0.48}){}^6\text{Li}$ 反应角分布。·····	61
4.6	${}^6\text{Li}(n, n){}^6\text{Li}$ 弹散激发函数拟合。·····	63
4.7	${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应在天体物理感兴趣能区的激发函数。·····	64
4.8	轻核素中子质子光学势的库仑修正。·····	65
4.9	${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ 天体物理 S 因子与能量的关系。·····	66

第一章 引言

自从1896年贝克勒尔发现天然放射性现象以来，核物理经过了一个多世纪的不不断发展，特别是上世纪40年代粒子加速器和半导体探测器的出现，大大促进了核物理基础研究。到目前为止，人们通过不断的科学实验活动，积累了大量系统的实验数据，建立了各种理论分析模型，核物理已经逐渐成为一门较成熟的学科[1]。除了继续对原子核的结构和变化规律进行深入研究之外，在发展的过程中核物理还不断与其他学科相结合，形成了许多交叉类的学科，如核医学、放射性化学等等。核天体物理也是其中之一，它利用微观尺度的核物理规律成功地解释了宏观尺度的天体物理问题，为人们深入了解宇宙的起源和恒星的演化提供了强有力的工具。同时，随着天体物理学对宇宙演化过程的深入研究，特别是超新星爆发、中子星并合和 γ 射线暴等各种极端天体过程的发现，核天体物理对核数据的要求不断提高，给核物理实验测量和核物理理论提出了新的挑战。目前，核天体物理已经成为国际上高度重视的现代物理交叉学科，也是核物理的重要前沿方向之一。

1.1 核天体物理简介

核天体物理是核物理和天体物理相结合形成的交叉学科。核天体物理利用核物理的知识，结合天体演化模型，对宇宙中化学元素的丰度及分布、恒星的结构和演化过程、各种爆发性天体过程、宇宙射线的起源及其与星际气体的相互作用等等进行研究。

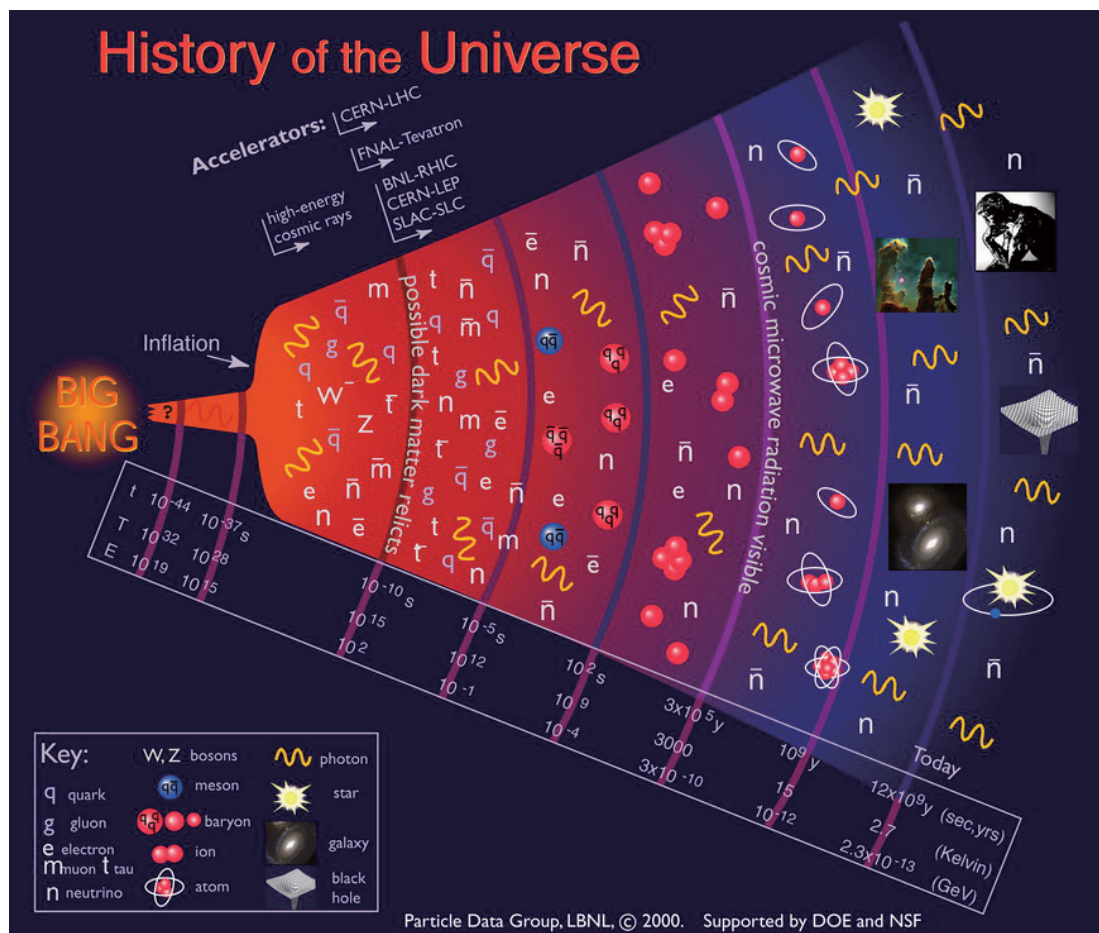
核天体物理学起源于人们对太阳能量来源的探讨，太阳发出的能量如此巨大，显然不可能由化学能产生，最初人们认为太阳的能源来自于其自身引力收缩产生的热能，但计算结果显示引力能只能维持太阳辐射几千万年左右，而根据当时地理学和生物学的研究成果，太阳系的寿命已经超过了几亿年，这显然是矛盾的。因此恒星能量来源问题一直困扰着天体物理学家，直到1905年Einstein提出著名的质能方程 $E=Mc^2$ ，人们才注意到巨大的能量可能来自于质量亏损。1920年Aston通过测量发现氦原子质量要比四个氢原子质量略小，氢原子的聚变可能释放出大量的能量。同年天体物理学家Eddington据此卓有远见地提出太阳的能量可能来自于氢元素的聚变，并且预言核聚变反应以后将造福人类[2]。随着核物理的进一步发展，1939年Bethe提出通过p-p反应链和CNO循环进行的氢燃烧是恒星能量的主要来源[3]，最终找到了问题的答案，

并且正式将核物理引入天体物理研究。为此Bethe荣获了1967年度诺贝尔物理学奖，成为核天体物理领域第一个获得诺贝尔物理学奖的人。但是，Bethe的工作并没有涉及氢燃烧以后的恒星演化以及重元素怎样产生的问题。1957年，在对恒星演化过程中的核反应开展了系统的理论和实验研究之后，Fowler、Burbidge夫妇和Hoyle在《现代核物理评论》发表了题为“星体元素的合成”的论文，即著名的B²FH 论文[4]。该论文指出了恒星在赫罗图上的演化方向以及恒星演化各个阶段发生的核合成过程，并且进一步阐明了超新星爆发和大质量恒星演化之间的关系，为核天体物理学奠定了坚实的基础。由于在核天体物理学研究中的卓越贡献，Fowler与天体物理学家Chandrasekhar分享了1983年度诺贝尔物理学奖。

核天体物理的另一个重要基础是宇宙大爆炸理论。1929年美国天文学家哈勃通过研究邻近星系的光谱，发现所有的星系都在离我们远去，并且星系的退行速度和星系之间的距离成正比，这一规律今天被称为哈勃定律[5]。哈勃定律揭示了宇宙并不是静止不动的，而是在不断往外膨胀。1931年Lemaitre根据哈勃的发现，首次提出了宇宙大爆炸理论[6]：整个宇宙最初聚集在一个“原始原子”中，后来发生爆炸，物质散开形成了今天的宇宙。1946年Gamow等人将广义相对论融入到大爆炸理论中，正式提出了现代热大爆炸宇宙学理论，并且预言大爆炸在今天的宇宙中将留下微波背景辐射[7-9]，但是在之后的20年里，由于缺乏证据，宇宙大爆炸理论一直没有得到人们的重视。1965年，美国天线工程师Penzias和Wilson的偶然发现证实了宇宙微波背景辐射的存在[10]，这时天体物理学家才开始重新审视宇宙大爆炸理论，为此这两位工程师荣获了1978年的诺贝尔物理学奖。通过卫星更高精度的测量，目前宇宙微波背景辐射温度已准确测定为2.728 K，成为宇宙大爆炸理论的一个重要证据。1964年，Hoyle和Tayler根据宇宙大爆炸的热演化史进行了核合成计算[11]，结果表明大爆炸核合成产生的氦丰度为23~25%，和天文观测到的丰度值相吻合，随后Wagoner、Fowler和Hoyle又进一步计算了原初核合成产生的D、³He和⁷Li元素丰度[12]，虽然结果跨越了9个量级，但与天文观测值基本符合，这标志着热大爆炸宇宙学取得了巨大的成功。因此，哈勃定律、微波背景辐射、原初核合成常被合称为大爆炸宇宙学的三大基石[13]。

随着热大爆炸宇宙理论的逐渐完善以及核天体物理的深入研究，宇宙演化的过程目前已比较清晰，图1.1较系统地描述了宇宙演化的历史。宇宙演化的过程可以大致描述为：距今150~200亿年之前，宇宙从一个温度极高，密度极大，体积极小的点爆炸产生，普朗克时间(10^{-43} 秒)后宇宙从量子背景中出现，爆炸导致宇宙体积开始膨胀，温度密度逐渐降低， 10^{-5} 秒时中子质子出现， 10^2 秒时开始核过程并产生氢、氦、锂等轻元素，30万年后原子核俘获电子成为原子，这

是宇宙演化的第一个阶段。宇宙演化的第二个阶段是星系的凝聚，原子在引力的作用下凝结，这个过程持续时间约为20亿年。第三个阶段是恒星燃烧，星体在自身引力作用下塌缩导致内部温度升高，点燃了核燃烧过程。大质量恒星在经历了完整的核燃烧过程后，将会以新星或超新星的形式爆发并向太空中抛出大量物质，这些物质将重新凝聚，开始新一轮的造星运动。



1.2 大爆炸原初核合成

在大爆炸发生之后大约 10^{-2} 秒时,宇宙温度下降到 $T=10^{11}$ K,这时宇宙中含有大量光子和中微子,较少的电子、质子和中子。质子和中子数目通过以下的弱相互作用达到平衡:



中子比质子的质量稍大,根据玻尔兹曼分布,达到热平衡状态的中子质子丰度比为

$$\frac{N_n}{N_p} = e^{-(m_n - m_p)/kT} \quad (1.2)$$

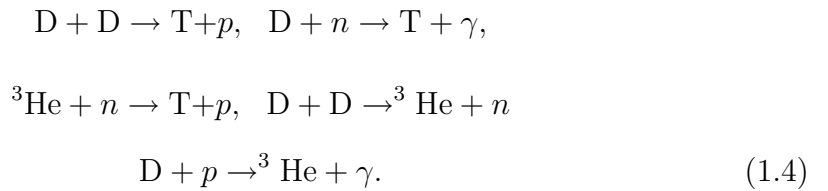
其中 m_n 和 m_p 分别代表中子和质子的质量, k 为玻尔兹曼常数。

随着温度的进一步下降,中子和质子之间的平衡逐步被打破,当温度下降到 $T=9 \times 10^{10}$ K时,中子和质子之间的转换终止,丰度固定下来,此时宇宙中剩下大约13%的中子和87%的质子。自由中子不稳定会衰变成质子,其半衰期目前测定为 889 ± 2.1 秒。

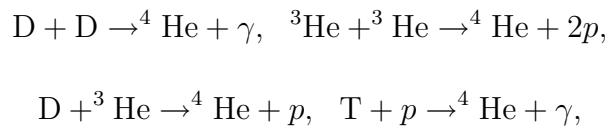
原初核合成起始于中子质子反应结合成氘,即



由于光子数密度非常大,宇宙温度很高时,氘核产生立即被高于氘核结合能($E_B=2.2$ MeV)的光子分裂,无法积累。时间到250秒左右时,宇宙温度下降到 $T=9 \times 10^8$ K,这时氘核光致分裂速率开始低于合成速率,氘核素开始大量积累,氘和质子中子继续反应形成质量数3的核



进而继续通过反应



$$T + D \rightarrow {}^4\text{He} + n, \quad {}^3\text{He} + n \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma, \quad (1.5)$$

合成 ${}^4\text{He}$ 。由于 $A=5$ 的核素不稳定，造成 ${}^4\text{He}$ 作为主要合成产物大量积累，随后产生的是 $A=7$ 的核素

$$\begin{aligned} {}^4\text{He} + T &\rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma, \\ {}^3\text{He} + {}^4\text{He} &\rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma. \end{aligned} \quad (1.6)$$

${}^7\text{Be}$ 俘获电子后衰变成 ${}^7\text{Li}$ ，而产生的 ${}^7\text{Li}$ 又可通过

$$p + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}, \quad (1.7)$$

回到 ${}^4\text{He}$ ，因此 ${}^7\text{Li}$ 的产量很小，由于不存在 $A=8$ 的稳定核素，反应链到此基本中止， $A>7$ 以上核素合成极少。

原初核合成最主要的结果是绝大部分的中子通过反应链形成了 ${}^4\text{He}$ ，根据中子质子数的冻结比例，再考虑到中子的衰变，可以简单计算出氦和氢的质量比大约为1比3，这一结果与天文观测值符合得很好，给大爆炸宇宙理论提供了一个强有力的证据。表1.1显示了大爆炸原初核合成模型之一计算得到的轻核素丰度值[15]。

表 1.1: 原初核合成中的轻核素丰度。

Nuclide	Number Density ($N_i/{}^1\text{H}$)	Mass Fraction
${}^1\text{H}$	1.0	0.75
${}^2\text{H}$	$(1.6 \pm 1.0) \times 10^{-5}$	$(2.5 \pm 1.5) \times 10^{-5}$
${}^3\text{He}$	$(1.8 \pm 1.2) \times 10^{-5}$	$(4.2 \pm 2.8) \times 10^{-5}$
${}^4\text{He}$	$(7.5 \pm 0.9) \times 10^{-2}$	0.23 ± 0.02
${}^6\text{Li}$	$70_{-35}^{+70} \times 10^{-12}$	$300_{-150}^{+300} \times 10^{-12}$
${}^7\text{Li}$	$900_{-450}^{+900} \times 10^{-12}$	$4600_{-2300}^{+4600} \times 10^{-12}$

1.3 恒星演化中的核过程

恒星的演化实际是核燃烧产生的膨胀压力与恒星自身引力之间的竞争过程，因此恒星演化的进程和最终归宿基本上取决于其初始质量，图1.2显示了恒星演化的基本过程。

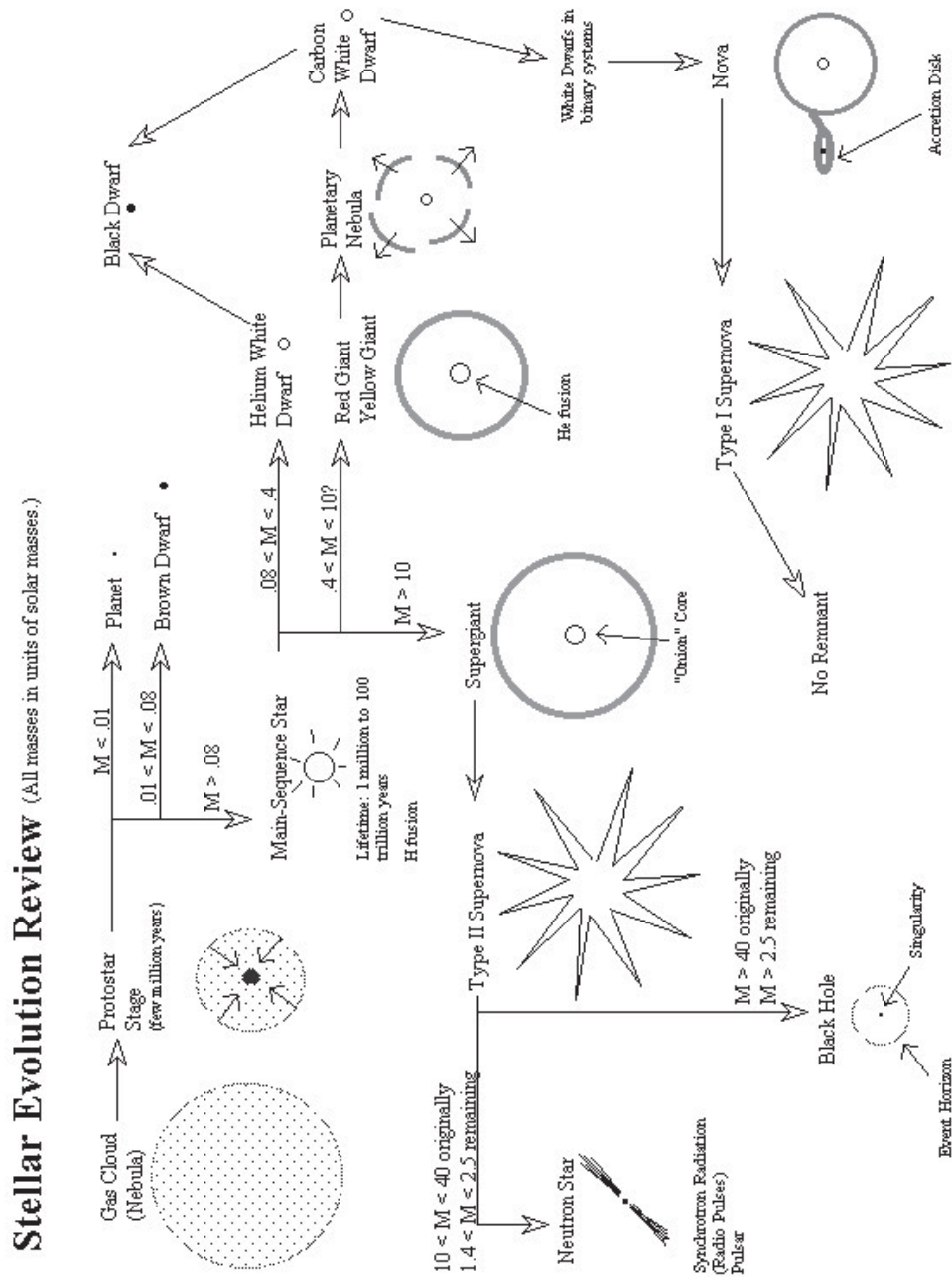


图 1.2: 恒星演化过程。

如图1.2所示,质量小于 $0.08 M_{\odot}$ (M_{\odot} 表示一个太阳质量)的星体内部温度无法达到核燃烧的着火点,最终成为行星或褐矮星。质量高于 $0.08 M_{\odot}$ 的星体将点燃氢燃烧进入主序星阶段,主序星持续时间很长,太阳就是一个处于主序阶段的年轻恒星。质量低于 $4 M_{\odot}$ 的恒星在氢燃烧阶段结束后死亡,演化为成为黑矮星。质量在 $4 M_{\odot}$ 到 $10 M_{\odot}$ 之间的恒星在氢燃烧的末期膨胀成红巨星并在核心开始氦燃烧,期间不断平稳抛出物质,氦燃烧结束后变成黑矮星或以I型超新星形式爆发。质量高于 $10 M_{\odot}$ 的恒星将会完整地经历氢、氦、碳、氦、氧和硅等各个燃烧阶段,然后演化成为超巨星,并在其内部形成一个从内向外依次为铁、硅、镁、氦、氧、碳、氦、氢层的洋葱型核心,最终以II型超新星形式爆发,爆发后剩余的核心将视质量大小,塌缩成中子星或者黑洞。超新星爆发过程中恒星会向外太空抛射出大量物质,这些弥漫在空间中的物质将再次凝聚,开始新一轮的造星运动。

在恒星的演化过程中,核燃烧起到了至关重要的作用,它不仅提供了恒星抗衡自身引力的能量,也成为元素合成的重要机制。大质量恒星一般要完整地经历各个核燃烧阶段,表1.2给出了质量为 $25 M_{\odot}$ 的恒星的燃烧过程,其中 T_9 是以 10^9 K为单位的无量纲温度。

表 1.2: 质量 $25M_{\odot}$ 恒星的核燃烧过程。

阶段	时标	温度(T_9)	密度($g\dot{cm}^{-3}$)
氢燃烧	7×10^6 y	0.06	5
氦燃烧	5×10^5 y	0.23	7×10^2
碳燃烧	600 y	0.93	2×10^5
氦燃烧	1 y	1.7	4×10^6
氧燃烧	0.5 y	2.3	1×10^7
硅燃烧	1 d	4.1	3×10^7

1.3.1 氢燃烧

氢燃烧是恒星燃烧的开端,在各个燃烧阶段中,氢燃烧的持续时间最长,并且贯穿于整个恒星演化过程。氢燃烧的反应路径主要有两种:p-p反应链和CNO循环。后者要求的温度较高,因此持续时间更短。这两种路径的净效应都是将4个氢原子转化为一个氦原子,这个过程将放出26.73 MeV的能量[14]。

当恒星的质量和太阳相当时,氢燃烧主要通过p-p反应链进行,p-p反应链包括3个分支,如图1.3所示,其中的分支比是根据太阳条件计算得到的[16]。由

于在每个分支里中微子带走的能量不同，最后得到的净能量也略有差别。

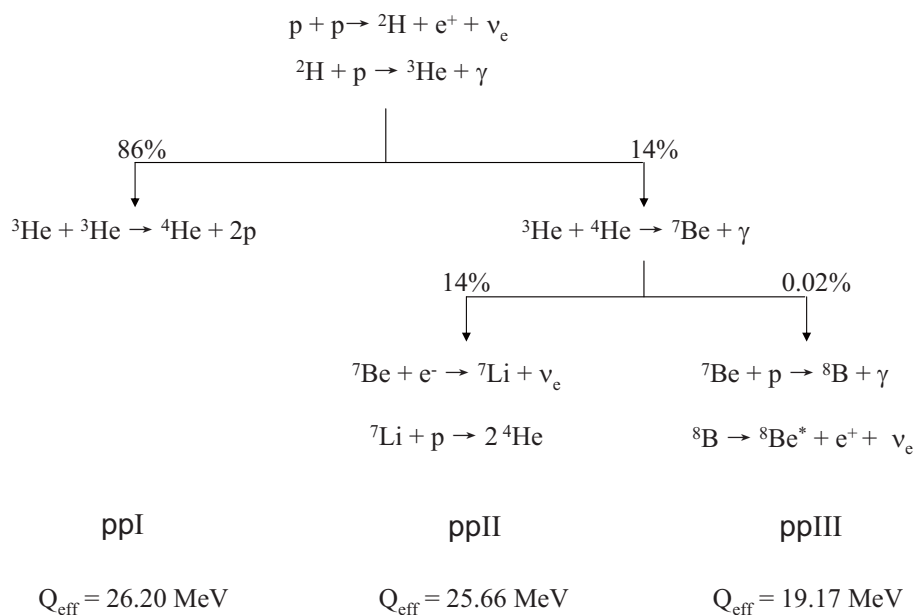


图 1.3: p-p链反应示意图。

对于质量比太阳大的多的恒星，CNO循环将取代p-p链成为氢燃烧的主要路径。CNO循环包括四个子循环，如图1.4所示。

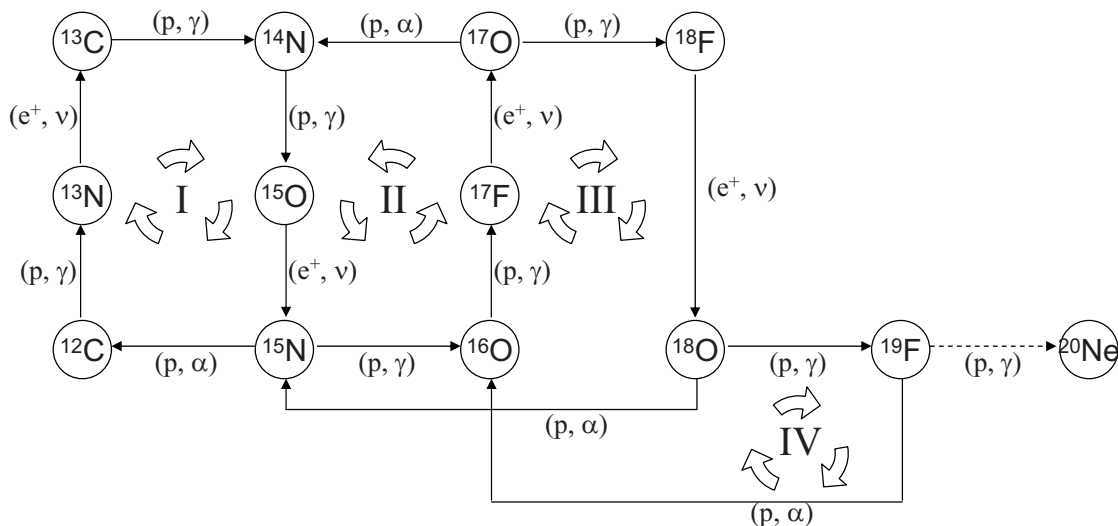


图 1.4: CNO循环示意图。

当温度进一步升高时，氢燃烧还可通过更重的核素进行，如NeNa循环和MgAl循环。

1.3.2 氦燃烧

氦燃烧过程结束后，恒星核心的氦元素基本转变为碳元素，由于辐射能不足，核心在引力的作用下进一步塌缩，塌缩过程中引力势能转化为热能导致温度进一步升高，当核心的温度升至 $T_9=0.2$ 左右，氦燃烧被点燃，氦燃烧的第一个过程是 3α 反应：



由于 ${}^8\text{Be}$ 粒子不稳定，寿命只有 10^{-16} s，第一个反应产生的 ${}^8\text{Be}$ 粒子会立刻破裂成两个 α 粒子。但由于氦燃烧所处的天体环境温度和密度较高， ${}^8\text{Be}$ 粒子将会达到一个微小的平衡丰度，从而为第二个反应的进行提供了可能性。 3α 反应的重要性在于它跨越了 $A=8$ 处的稳定核间隙，宇宙中的绝大部分碳元素都是通过此过程产生的， 3α 反应为更重元素的合成创造了条件。

当反应产物 ${}^{12}\text{C}$ 开始积累，第二个重要的氦燃烧过程开始：



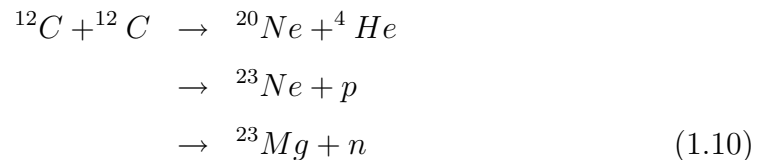
除氢氦以外，碳氧是宇宙中丰度最大的核素，并且是组成生物的主要材料，因此氦燃烧产生的碳氧为生物的出现提供了基础。

由于 ${}^{16}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{20}\text{Ne}$ 反应库仑位垒较高，而且反应主要由直接俘获辐射过程决定，其反应截面要比 ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ 低好几个量级，因此后续的氦燃烧反应很难发生。

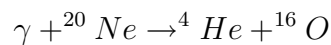
此外，在氦燃烧阶段，还可以通过 ${}^{14}\text{N}(\alpha, \gamma){}^{18}\text{F}(e^+\nu){}^{18}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{22}\text{Ne}(\alpha, n){}^{25}\text{Mg}$ 、 ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}(\beta^+){}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$ 等反应为 s 过程提供所需的中子源。

1.3.3 重元素燃烧

大质量的恒星在氦燃烧结束后还会继续进行更重的元素燃烧过程，氦燃烧的残余物主要是碳和氧。当温度上升到 $T_9=0.8$ 时，碳燃烧被点燃：

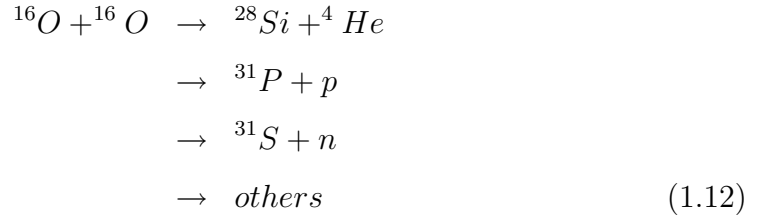


碳燃烧的主要产物是 ${}^{20}\text{Ne}$ ，当温度上升到 $T_9=1.4$ ，进入氖燃烧阶段





温度升高到 $T_9 = 2.0$ 时，氧燃烧开始



Woosley和Hoffman发现氧燃烧结束后恒星核心质量90%集中在 ${}^{28}\text{Si}$ 和 ${}^{32}\text{S}$ 上[17]。紧接着氧燃烧进行的是硅燃烧，由于库仑势垒太高，聚变反应难以发生，硅燃烧的过程主要靠一系列 α 俘获反应进行。此类反应将终止于 ${}^{56}\text{Fe}$ ，因为 ${}^{56}\text{Fe}$ 的比结合能最大，俘获反应再往上走成为吸热反应。硅燃烧结束后，恒星内部各个燃烧阶段的剩余物依次分层，如图1.5所示。

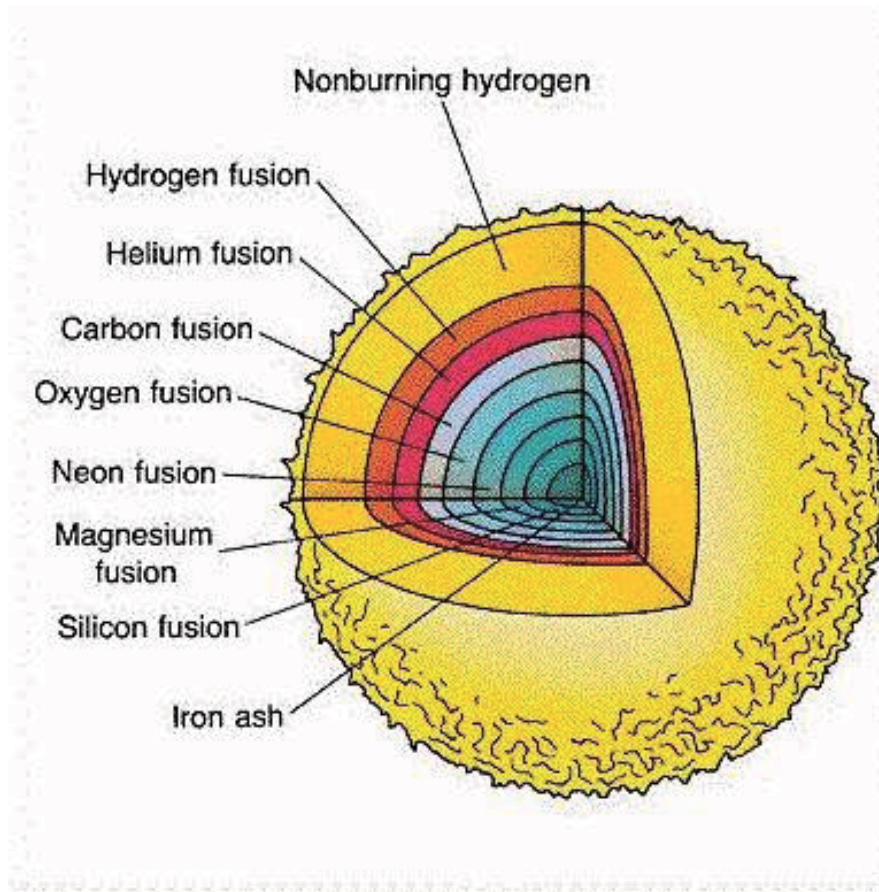
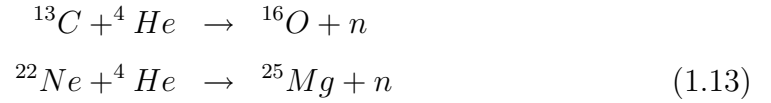


图 1.5: 硅燃烧结束后的恒星结构。

1.4 铁以上元素的合成

对于 ^{56}Fe 以上核素的合成, 聚变和带电粒子俘获反应将不再有利, 原因有两个: 1、随着原子序数的不断增大, 库仑位垒迅速上升, 导致截面降低。2、比结合能开始下降, 反应从放能转变为吸能, 无法持续进行。目前认为, 铁以上元素的合成主要通过中子俘获过程进行。中子俘获过程是中子俘获反应和反应路径上不稳定核的 β^- 衰变之间的竞争过程, 它包括慢中子俘获过程(s 过程)和快中子俘获过程(r 过程), 这里的快慢并不代表中子的速度, 而是指中子俘获时间和不稳定核半衰期之间的比较。中子俘获时间主要取决于天体环境中的中子数密度, 当中子数密度较低时, 俘获速度较慢, 生成的丰中子核素大部分经 β^- 衰变回到稳定线, 俘获过程只能在近 β 稳定线区域进行, 这样的过程为 s 过程。反之, 当中子数密度很高时, 平均俘获时间远小于核的半衰期, 原子核将不断俘获中子, 中子数目的增加使核更加远离稳定线, 寿命越来越短, 当核的半衰期小于中子平均俘获时间时, 优先发生衰变, 使核的原子序数增加1, 此过程即为 r 过程。图1.6显示了 s 过程和 r 过程在核素图上的行进路径。

s 过程主要发生在恒星演化的氢燃烧阶段, s 过程的中子源来自于两个反应



其中 ^{22}Ne 如上节所述, 来自于 ${}^{14}\text{N}(\alpha, \gamma){}^{18}\text{F}(e^+\nu){}^{18}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{22}\text{Ne}$ 反应链, 而 ${}^{13}\text{C}$ 则是在红巨星外层的氢燃烧中产生, 然后混合到氢燃烧区域中的。

s 过程从 ^{56}Fe 开始, 终止于最后一个稳定核素 ^{209}Bi 。由于在稳定线附近进行, s 过程涉及到的核衰变及核反应有较多的实验数据, 加上天体环境相对简单, s 过程目前已经了解的比较清楚, 产生的核素丰度也基本确定。

r 过程需要的中子数密度较高, 目前认为主要发生在超新星爆发、中子星并合及伽玛射线爆等极端天体环境中, 至今人们对这些极端环境的认识还很模糊, 其中的很多物理机制仍在探讨中。 r 过程涉及的大多数核素寿命很短, 核性质和核反应数据都很缺乏, 因此对 r 过程的研究成为目前核天体物理的热门课题之一。

除 ^{209}Bi 以上的核素全部为 r 过程产生之外, 从 ^{56}Fe 到 ^{209}Bi 还有27个丰中子稳定核素也只能通过 r 过程产生, 利用太阳观测到的重核素丰度减去理论计算出的 s 过程核素丰度, 可以大概得到太阳中的 r 过程核素丰度, 如图1.7所示。

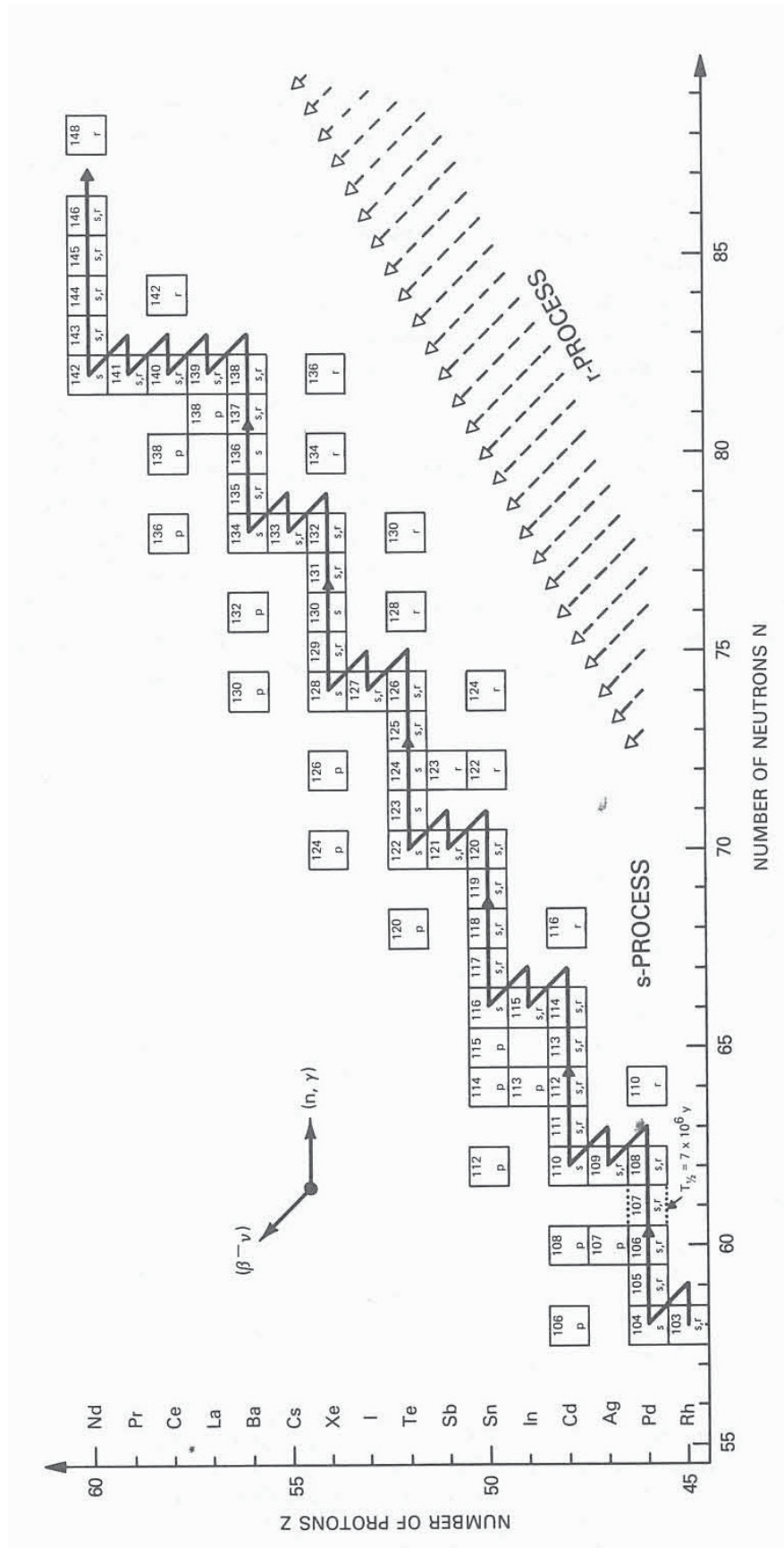
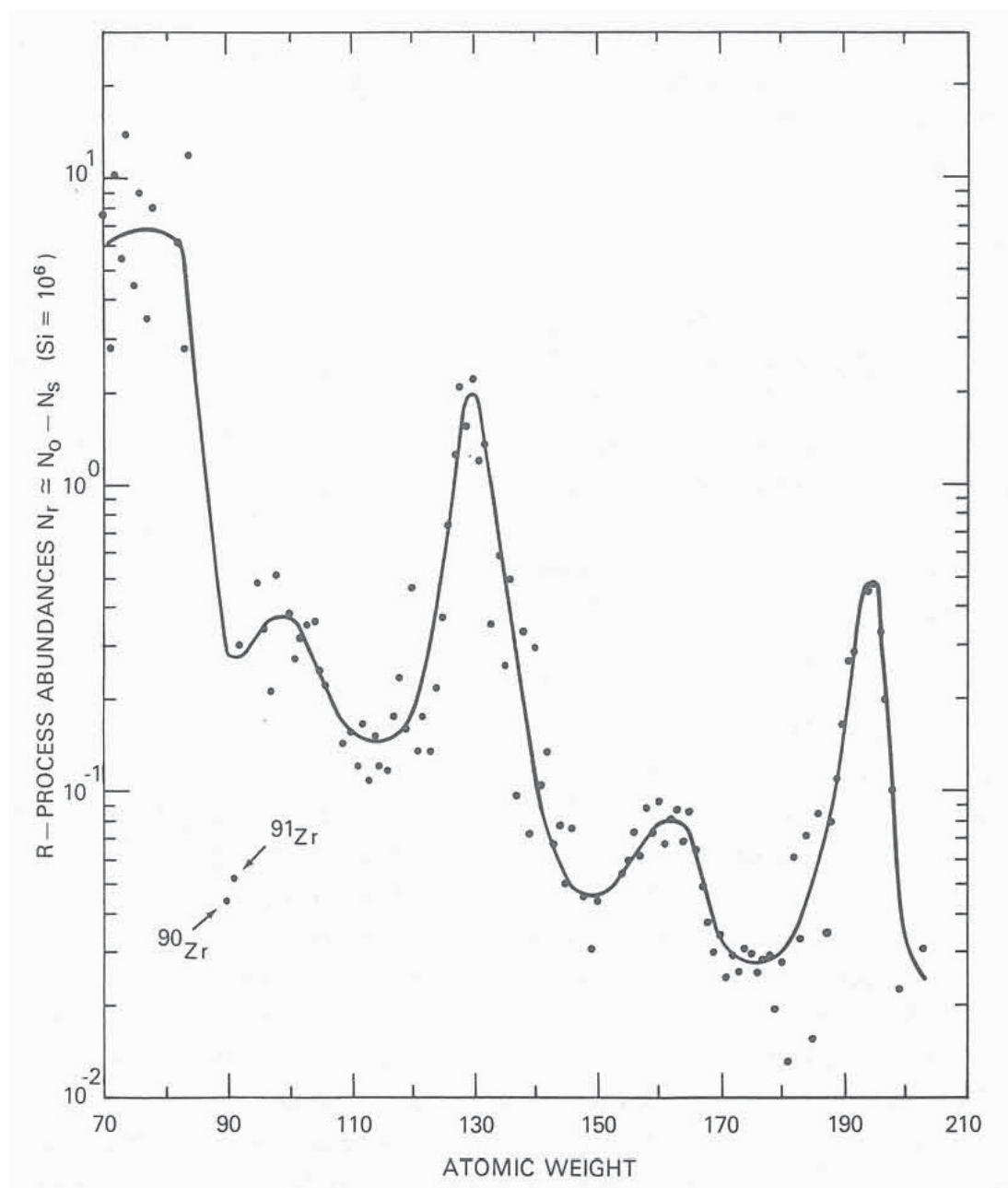


图 1.6: 中子俘获过程路径。

图 1.7: 太阳中的 r 过程核素丰度。

1.5 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 研究意义

天体物理学将氢以上元素统称为金属，由于氢以上的元素基本上是在恒星演化中产生的，贫金属星，即氢以上元素含量很低的星体，被认为受恒星演化过程的影响很小，其元素丰度基本保持在大爆炸原初核合成状态，是大爆炸的“活化石”。SBBN模型预言了少量的锂元素丰度，因此观测贫金属星的锂丰度可以用来检验大爆炸原初核合成理论模型。1982年，Spite夫妇在对贫金属星的观测中发现，锂元素丰度与星体的金属性和温度关系不大，基本为常数，即后来被人们称为“锂平台”的现象[18]，这意味着贫金属星中的锂元素确实为大爆炸原初核合成产生，没有受到其它核过程的影响。Spite夫妇测量得到的贫金属星锂丰度为 $\text{Li}/\text{H} = (1.12 \pm 0.38) \times 10^{-10}$ ，换算成常用的天体物理刻度单位为 $\log \epsilon(\text{Li}) = 2.05 \pm 0.15$ 。后来的大量观测进一步将原初核合成锂丰度修正为 $\text{Li}/\text{H} = (1.23^{+0.68}_{-0.32}) \times 10^{-10}$ [19]。随着天文观测技术的提高， ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}$ 两种同位素被进一步区分开，其丰度比 ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ 被测定为0.04-0.06[20-23]。图1.8显示了天文学家在贫金属星中观测到的 ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}$ 丰度数据[24]。

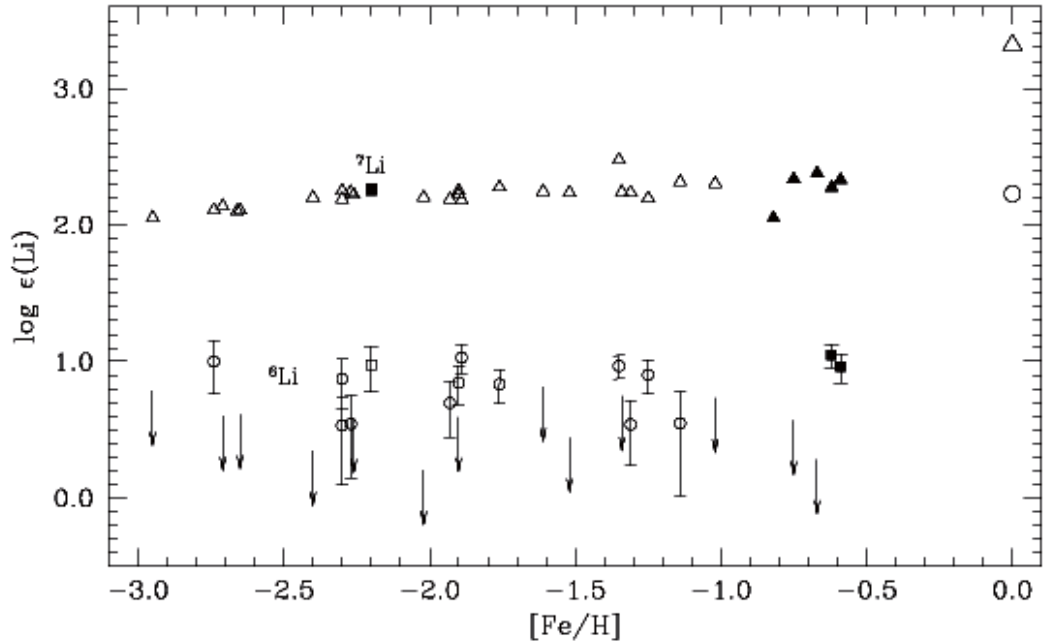


图 1.8: 贫金属星中的 ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}$ 丰度观测数据。

SBBN有三个关键输入量：中子半衰期、中微子种类、重子密度。中子半衰期测量精度对于SBBN计算已足够高，粒子物理标准模型也已经确定中微子的

种类[25], 重子密度也被威尔金森宇宙微波背景辐射各向异性探测器(WMAP)精确测定[26]。因此, 结合目前的天体物理反应率数据, SBBN计算出 ${}^7\text{Li}$ 的原初丰度值为 ${}^7\text{Li}/\text{H}=(4.15^{+0.49}_{-0.45}) \times 10^{-10}$ [27], 接近观测值的3倍, 而给出的 ${}^6\text{Li}$ 丰度值很小, 约为 ${}^7\text{Li}$ 的 10^{-5} 量级, 只有观测值的千分之一左右。锂丰度预言值和观测值之间巨大的差异成为困扰核天体物理学的难题之一, 甚至被认为是宇宙大爆炸学说的否定证据。目前核天体物理学家正在努力解决这一问题, 一种可能的原因是锂元素在贫金属星体中的损耗导致了丰度发生变化, 另一方面, SBBN计算所用的核反应数据也需要进一步的测量检验。

恒星演化过程中, 由于 ${}^6\text{Li}$ 燃烧温度比 ${}^7\text{Li}$ 低, 原初核合成产生的 ${}^6\text{Li}$ 在主序前的恒星演化阶段就开始被摧毁, 因此观测 ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ 丰度比可以标定恒星演化的各个阶段[28]。另一方面, 由于锂元素在恒星内部($T > 2.4 \times 10^6 \text{ K}$) 很容易被摧毁, 因此可以通过研究锂元素在恒星表层的丰度来了解恒星内部的混合深度。

总之, 锂丰度和 ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ 丰度比对宇宙大爆炸、恒星演化等核合成模型研究都具有重要的意义。通过核反应网络研究锂丰度和 ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ 丰度比是一个相当复杂的过程, 如图1.9所示[29], 所有与锂有关的核反应都应考虑, 其中 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应更是联系 ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}$ 的桥梁, 对 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ 丰度的研究尤为重要。

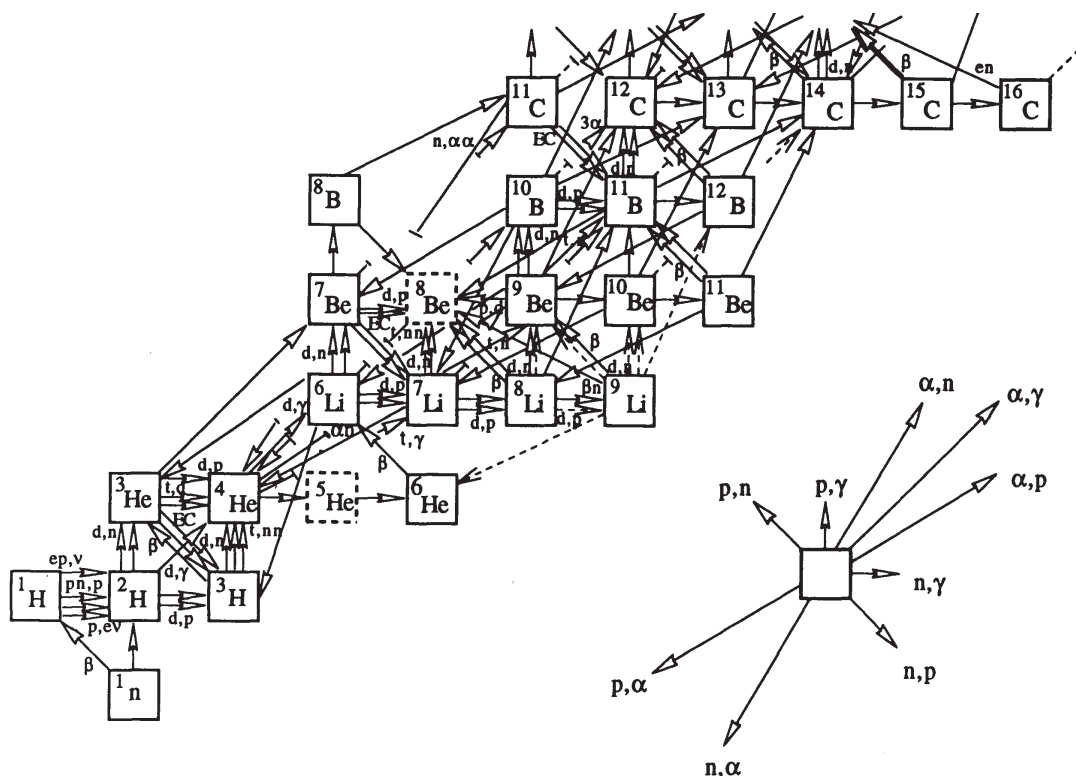


图 1.9: 原初核合成反应网络。

1.6 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 研究现状及我们的研究方案

${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应在天体物理感兴趣能区(1-100 keV)主要是 s 波中子到 ${}^7\text{Li}$ 基态和第一激发态的直接辐射俘获过程, 如图1.10所示。

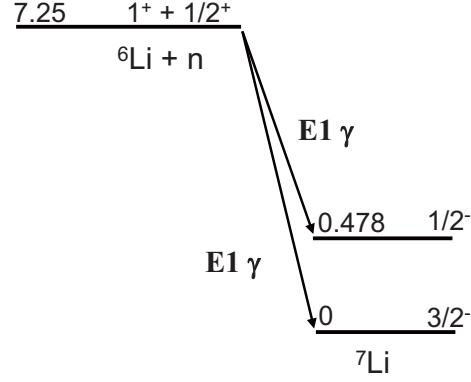


图 1.10: ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应纲图。

目前 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应截面在天体物理感兴趣能区只有一个直接测量实验[30], 其结果如图1.11 所示。

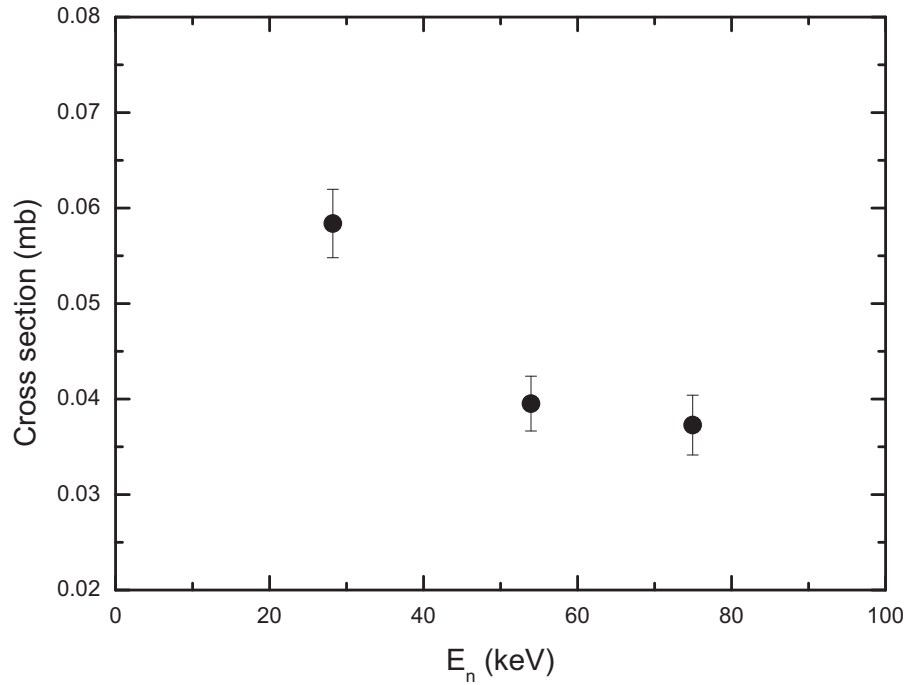


图 1.11: ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应直接测量结果。

文献[30]中没有给出 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 的天体物理反应率, 我们利用其数据进行了计算, 结果列于表1.3中。表1.3中还列举了目前网络计算中所使用的数据和各大核数据库给出的数据。

表 1.3: ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 天体物理反应率现有数据。

数据来源	反应率($\text{cm}^3\text{mol}^{-1}\text{s}^{-1}$)
直接测量[30]	8.10×10^3
网络计算采用[31, 32]	5.10×10^3
数据库ENDF	5.15×10^3
数据库JEFF	5.53×10^3
数据库JENDL	5.15×10^3

从表1.3可以看出, 直接测量的结果比其他数据大了50-60%左右, 超出实验误差范围。由于反应需要使用的中子能量较低, 中子的单色性较差, 中子通量测量误差较大, 另外, 中子和 γ 射线在探测器上的响应也会对实验结果产生较大的影响, 使得 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应的直接测量有较大的不确定性。为了澄清 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 天体物理反应率数据的分歧, 独立的测量检验是很有必要的。

对于天体物理感兴趣能区的辐射俘获反应, 除了直接测量以外, 间接测量方法也是一个很有效的工具, 目前已经利用核谱因子或ANC方法成功导出了包括 ${}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}$ 在内的一系列重要 (n, γ) 、 (p, γ) 天体物理反应率[33–37], 因此本论文工作准备利用间接方法来确定 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应率。

推导 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 辐射俘获截面的关键参量是 ${}^7\text{Li}={}^6\text{Li} \otimes n$ 谱因子。中子谱因子一般通过测量单中子转移反应导出, 目前 ${}^7\text{Li}={}^6\text{Li} \otimes n$ 谱因子数据都是从 (d, p) 及 (p, d) 反应角分布导出[38–42], 如图1.12所示。从图1.12中可以看出, 现有的 ${}^7\text{Li}={}^6\text{Li} \otimes n$ 谱因子数据相互之间的差别较大, 不利于 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应截面的计算。本论文工作中, 选用了弹性转移反应 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$ 来提取 ${}^7\text{Li}$ 的中子谱因子。与其它体系相比, 弹性转移反应的优点在于:

1、反应体系的入射道和出射道相同, 光学势参数可以通过测量弹性散射角分布得到, 减小了光学势带来的误差。

2、利用弹性转移反应提取核谱因子时不需要引入其它核谱因子, 提高了结果的可靠性和精度。

值得注意的是, ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$ 转移反应主要混杂着两个过程: 弹性散射和单中子转移, 这两个过程运动学相同, 在实验上是无法区分的。提取光学

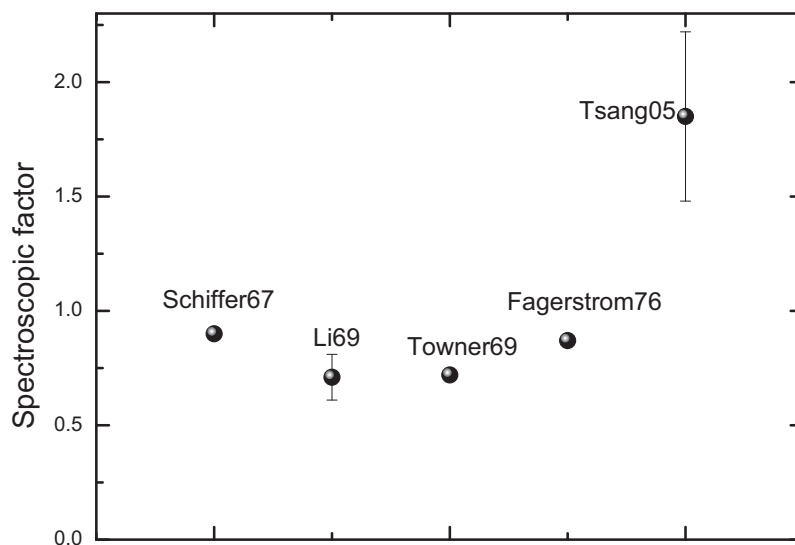


图 1.12: 现有的 ${}^7\text{Li}={}^6\text{Li}\otimes n$ 基态谱因子数据。

势参数和核谱因子所需的是反应的质心系前角区角分布。根据理论计算,弹性散射和单中子转移过程的微分截面贡献都集中在各自的质心系前角区,由于交换了出射粒子,这两个过程的质心系角分布是 180° 对称的,因此在各自的前角区它们之间的相互干扰很小,可以作为两个独立的反应进行测量。1998年Potthast等人对 $E_{\text{lab}}=9\text{--}40\text{MeV}$ 的 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 反应进行了测量[43],但其角分布只测到质心系 150° ,即转移角分布的 30° ,而提取核谱因子最合适的区域在质心系前角区, 30° 以外的微分截面容易受到其它过程的干扰,因此我们需要对 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$ 弹性转移反应再次进行测量。

实验计划在北京HI-13串列加速器Q3D磁谱仪上开展,具体的步骤为:利用串列加速器产生的 ${}^6\text{Li}$ 束流轰击天然LiF靶,在靶下游放置法拉第筒归一束流,反应产物通过Q3D磁谱仪分离、传输和聚焦到焦平面探测器上进行测量,通过改变Q3D磁谱仪的测量角度来得到反应角分布。测量过程分三步进行:

一、Q3D磁谱仪磁场按 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 出射粒子 ${}^6\text{Li}$ 设置,测量弹性散射实验室系前角区角分布,用于拟合 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ 相互作用光学势参量;

二、Q3D磁谱仪磁场按 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{g.s.}){}^6\text{Li}$ 产物 ${}^7\text{Li}$ 设置,测量 ${}^7\text{Li}$ 基态转移过程实验室系前角区角分布,用于提取 ${}^7\text{Li}$ 基态的中子谱因子;

三、Q3D磁谱仪磁场按 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{0.48}){}^6\text{Li}$ 产物 ${}^7\text{Li}$ 设置,测量 ${}^7\text{Li}$ 第一激发态转移过程实验室系前角区角分布,用于提取 ${}^7\text{Li}$ 第一激发态的中子谱因子。

利用得到的 ${}^7\text{Li}$ 基态及第一激发态中子谱因子,计算出 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应在天体物理感兴趣能区的激发函数,并最终得到其天体物理反应率。

第二章 辐射俘获反应的间接研究方法

辐射俘获反应是原初核合成、恒星燃烧中重要反应类型之一，在中子和质子俘获过程中更是起到决定性作用。由于辐射俘获反应涉及电磁相互作用，在天体物理感兴趣能区截面较小，直接测量比较困难。近年来发展起来的各种间接测量方法，例如弹性共振散射、库仑离解、核谱因子、ANC方法等，结合核反应理论知识，将截面较低的辐射俘获反应测量转化为截面相对较高的其它类型反应测量，减小了实验上的技术难度。间接测量不仅能给直接测量提供独立的检验，还可以得到一些目前无法进行直接测量的反应数据。本章将对天体物理反应率及间接测量方法，特别是本工作中将要用到的核谱因子方法进行介绍。

2.1 天体物理反应率

天体物理反应率是核天体物理中的一个重要物理概念，反应率表征着核反应发生的快慢，是天体物理反应网络计算中的关键参量之一。

2.1.1 定义

假设有核反应 $A(a, b)B$ ，则反应产物 B 的生成率为

$$d[dn_B]/dt = \sigma(v)vn_A dn_a, \quad (2.1)$$

其中 n_x 为 x 核素的密度， dn_a 为速度为 v 的 a 核的数目。如果入射粒子 a 有一定的速度分布 $\varphi(v)$ ，则

$$dn_a(v) = n_a \varphi(v) d^3v, \quad (2.2)$$

其中， $\varphi(v)$ 应满足归一化条件

$$\int \varphi(v) d^3v = 1. \quad (2.3)$$

将式(2.2)代入式(2.1)，得到

$$dn_B/dt = n_a n_A \int \sigma(v) v \varphi(v) d^3v. \quad (2.4)$$

定义 $\langle \sigma v \rangle$ 为反应率，则有

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{dn_B/dt}{n_a n_A} = \int \sigma(v) v \varphi(v) dv. \quad (2.5)$$

实际上,在天体环境中不存在静止的靶核,靶核A和入射粒子a的速度都应该遵守Maxwell-Boltzmann分布

$$\varphi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right), \quad (2.6)$$

其中, T 为天体环境的温度, m 为核的质量。因此,反应率应该是对两个速度分布的双重积分

$$\langle \sigma v \rangle = \iint \sigma(v) v \varphi(v_a) \varphi(v_A) dv_a dv_A, \quad (2.7)$$

其中, v_a 和 v_A 分别为入射粒子与靶核的速度, v 为a和A的相对运动速度。利用运动学关系将其转化为质心系下的积分

$$\langle \sigma v \rangle = \iint \sigma(v) v \varphi(V) \varphi(v) dv dV, \quad (2.8)$$

其中, V 为质心系速度,速度分布函数 $\varphi(V)$ 、 $\varphi(v)$ 为

$$\varphi(V) = 4\pi V^2 \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{MV^2}{2kT} \right), \quad (2.9)$$

$$\varphi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{\mu v^2}{2kT} \right), \quad (2.10)$$

其中, $M = m_a + m_A$ 为反应核的总质量, $\mu = m_a m_A / (m_a + m_A)$ 为约化质量。注意到, (2.8)式中仍然是对两个互不相关的Maxwell-Boltzmann分布进行积分,而核反应截面 σ 只与反应核之间的相对速度 v 有关,并且 $\varphi(V)$ 是归一的

$$\int \varphi(V) dV = 1. \quad (2.11)$$

因此,式(2.8)简化为

$$\langle \sigma v \rangle = \int \sigma(v) v \varphi(v) dv. \quad (2.12)$$

将式(2.10)代入得到

$$\langle \sigma v \rangle = 4\pi \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int v^3 \sigma(v) \exp \left(-\frac{\mu v^2}{2kT} \right) dv. \quad (2.13)$$

将质心系能量与相对速度的关系 $E = \frac{1}{2}\mu v^2$ 代入(2.13)式,得到反应率与能量的关系

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{kT} \right)^{3/2} \int \sigma(E) E \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) dE. \quad (2.14)$$

以上推导的 $\langle \sigma v \rangle$ 为两粒子的反应率,常用的天体物理反应率还应乘以Avogadro常数 N_A ,根据式(2.14)得到

$$N_A \langle \sigma v \rangle = 3.7313 \times 10^{10} \mu^{-1/2} T_9^{-3/2} \int \sigma(E) E \exp(-11.605E/T_9) dE, \quad (2.15)$$

其中,反应率 $N_A \langle \sigma v \rangle$ 单位为 $\text{cm}^3 \text{mol}^{-1} \text{s}^{-1}$, E 和 σ 单位分别为MeV和bar。

2.1.2 带电粒子直接俘获反应

在天体物理感兴趣的低能区，对于带电粒子直接俘获反应，反应截面与能量有两个与反应核无关的简单关系：

第一个关系就是截面和能量成反比

$$\sigma(E) \propto \frac{1}{E}. \quad (2.16)$$

第二个关系就是在库仑势垒以下，截面与库仑势垒穿透概率成正比

$$\sigma(E) \propto \exp[-2\pi z_a Z_A e^2 / \hbar v] = \exp[-bE^{-1/2}], \quad (2.17)$$

其中， z_a 和 Z_A 分别是入射粒子和靶核的原子序数， $b^2 = 2\mu\pi^2 e^4 Z_a^2 Z_A^2 / \hbar^2$ 被称为Gamow能量。

如果将这两个基本关系从反应截面中扣除，就可以得到一个包含了所有反应相关信息的物理量 $S(E)$

$$S(E) = \sigma(E) \exp[bE^{-1/2}]E, \quad (2.18)$$

称为天体物理 S 因子，直接过程 S 因子随能量变化较为平缓。因此，在利用较高能区实验测量得到的反应激发函数向天体物理感兴趣的低能区外推时，利用天体物理 S 因子代替随着能量急剧变化的反应截面要方便实用的多，如图2.1所示。

引进了天体物理 S 因子以后，反应率可以写成

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{kT} \right)^{3/2} \int S(E) \exp \left(-\frac{E}{kT} - bE^{-1/2} \right). \quad (2.19)$$

反应率主要由式(2.19)中的指数部分决定。指数里第一项代表的是Maxwell-Boltzmann速度分布，第二项代表库仑势垒的穿透几率，前者随着能量的增大迅速降低，而后者在低能端的值非常小，因此积分项在某个中间能量点 E_0 成峰，一般称之为Gamow峰，如图2.2所示。

由于 S 因子变化平缓，Gamow窗口以内可以认为 S 因子不变

$$S(E) = S(E_0). \quad (2.20)$$

因此在式(2.19)中， S 因子可以提到积分的外面

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left(\frac{8}{\pi\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{kT} \right)^{3/2} S(E_0) \int \exp \left(-\frac{E}{kT} - bE^{-1/2} \right). \quad (2.21)$$

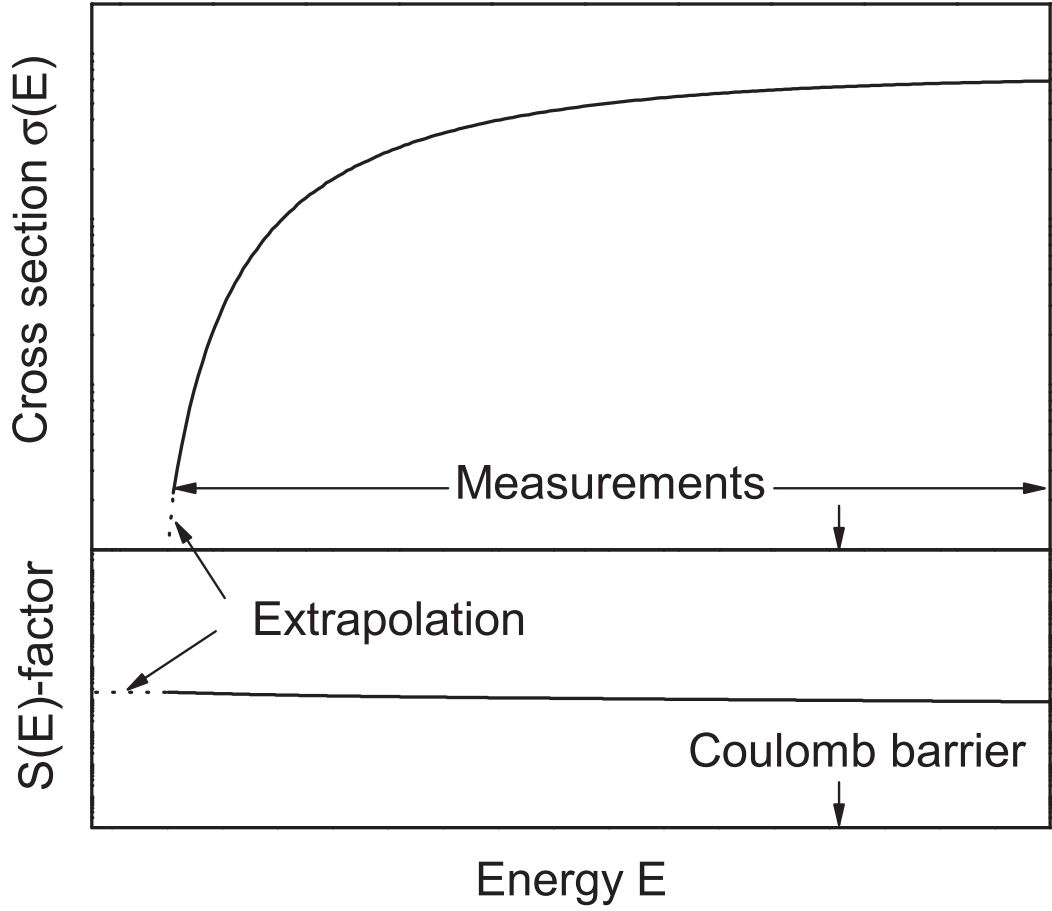


图 2.1: 天体物理S因子在外推截面中的作用。

对于直接俘获反应，天体物理最关心的的就是 $S(E_0)$ 值，因此 E_0 也被称为有效燃烧能

$$E_0 = [bkT/2]^{2/3} = 1.22[z_a^2 Z_A^2 \mu T_6^2]^{1/3} \text{ keV}, \quad (2.22)$$

将式(2.22)代入式(2.21)得到反应率的最大值为

$$I_{max} = \exp\left(-\frac{3E_0}{kT}\right). \quad (2.23)$$

式(2.21)中积分项可近似为高斯分布

$$\exp\left(-\frac{E}{kT} - bE^{-1/2}\right) = I_{max} \exp\left[-\left(\frac{E - E_0}{\Delta/2}\right)^2\right], \quad (2.24)$$

其中， Δ 是Gamow峰的两个 $1/e$ 之间的能量宽度

$$\Delta = [4/3^{1/2}][E_0 kT]^{1/2} = 0.749[z_a^2 Z_A^2 \mu T_6^5]^{1/6} \text{ keV}. \quad (2.25)$$

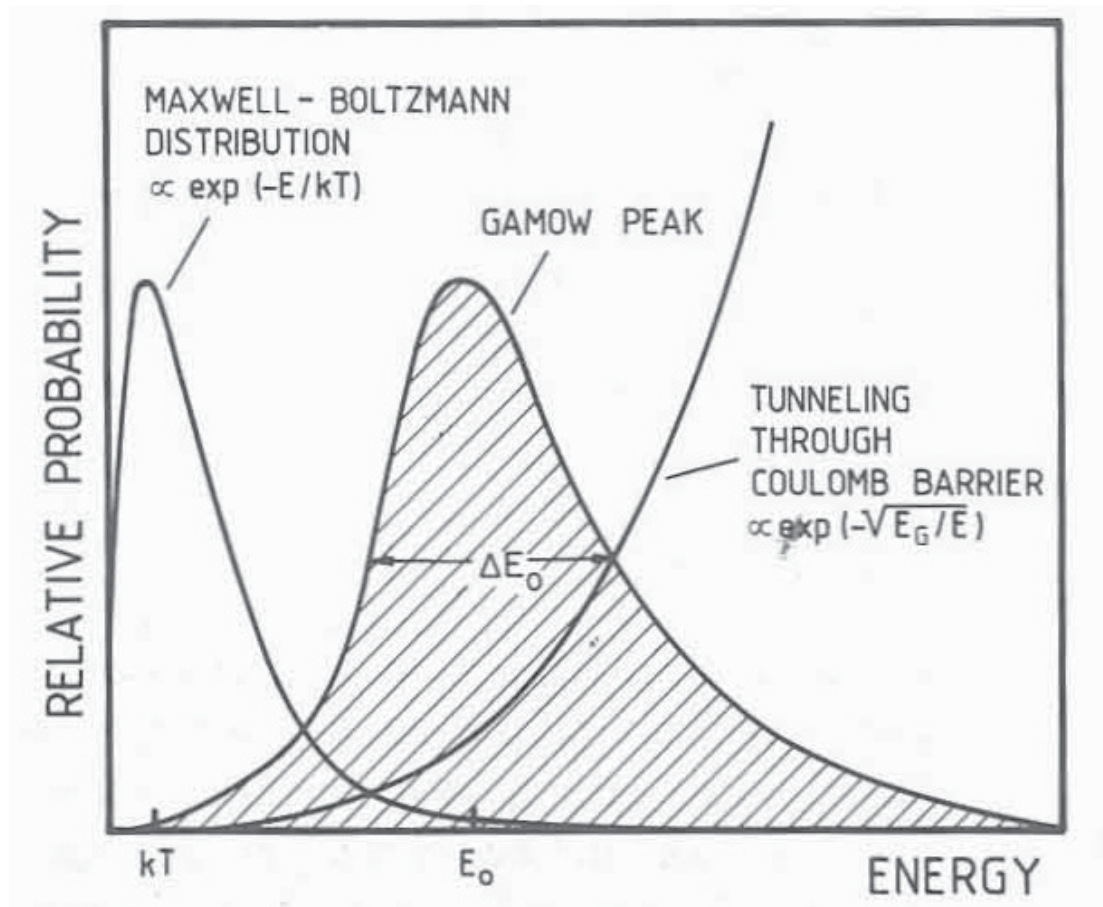


图 2.2: Gamow窗口示意图。

对积分有贡献的区域主要集中在Gamow窗口($E_0 \pm \Delta/2$)范围内,在窗口以外被积函数将迅速衰减至零。将式(2.24)代入式(2.21)中,可以得到天体物理反应率的简化表达式

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left(\frac{2}{\mu} \right)^{1/2} \frac{\Delta}{(kT)^{3/2}} S(E_0) \exp \left(-\frac{3E_0}{kT} \right). \quad (2.26)$$

2.1.3 中子直接俘获反应

中子俘获反应 $A(n, a)B$ 在热中子能区主要是s波中子入射($l = 0$)过程,其它分波($l \geq 1$)由于离心势垒的作用,对反应截面几乎没有贡献。对于s波中子引发的直接俘获反应,其截面与中子速度有着以下的简单关系

$$\sigma_n(E_n) \propto \frac{1}{v_n}, \quad (2.27)$$

这个关系被称之为 $1/v$ 规律,如图2.3所示。

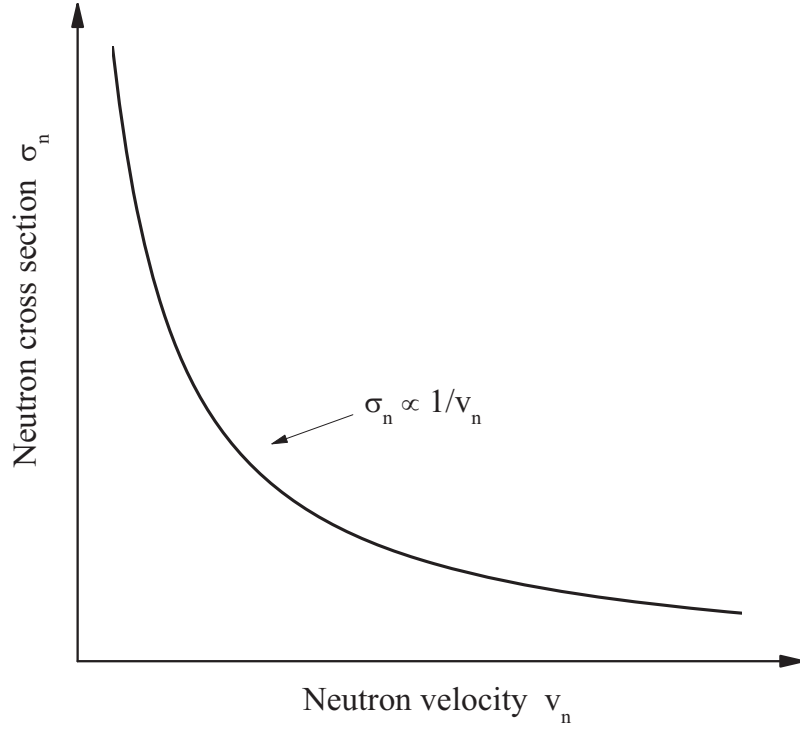


图 2.3: s 波中子俘获截面 $1/v$ 规律。

根据 $1/v$ 规律可得反应率 $\sigma_n v_n$ 近似为常数，因此 s 波中子直接俘获反应的天体物理反应率也可近似为常数

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \text{constant}. \quad (2.28)$$

由此可见，只要测量到Maxwell-Boltzmann分布最可几能量处的中子俘获反应截面，就可以得到其天体物理反应率。但实际上中子俘获反应截面并不一定严格遵守 $1/v$ 规律，特别是在稍高能量处 p 以上分波开始起作用，因此在更宽的能量范围内对截面进行测量是很有必要的。

2.1.4 共振俘获反应

对于单能级窄共振俘获反应，反应的共振能区对天体物理反应率起决定作用，其反应截面可以用Breit-Wigner公式表示

$$\sigma(E) = \pi(\lambda/2\pi)^2 \frac{2J+1}{(2J_1+1)(2J_2+1)} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E-E_R)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (2.29)$$

其中， λ 是质心系的德布罗意波长， J 、 J_1 和 J_2 分别为复合核共振态、入射粒子、靶核的自旋， E_R 为共振能量， Γ 为总宽度， Γ_a 和 Γ_b 分别为入射道和出射道的分宽

度。将式(2.29)代入式(2.14) 得到

$$N_A < \sigma v > = N_A \hbar^2 \omega \frac{(2\pi)^{1/2}}{(\mu kT)^{3/2}} \int \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE, \quad (2.30)$$

其中, ω 为统计因子

$$\omega = \frac{2J + 1}{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)}. \quad (2.31)$$

近似认为在共振区内 $\exp(-E/kT)$ 与能量无关, 式(2.30)简化积分处理后得到共振俘获反应率为

$$N_A < \sigma v > = N_A \hbar^2 \omega \left(\frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{3/2} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma} \exp\left(\frac{-E_R}{kT}\right), \quad (2.32)$$

对于宽共振反应, 情况要复杂的多, 由于能量范围比较大, Γ , Γ_a 和 Γ_b 与能量的相关性必须考虑, 宽共振的反应率应通过对式(2.14)进行数值积分得到。

2.1.5 直接俘获反应和共振俘获反应的干涉

如果直接俘获过程和共振俘获过程的入射角动量和多极性相同, 两者就会发生干涉, 此时总的天体物理 S 因子为[44]

$$S_{tot} = S_{dc}(E) + S_{res}(E) \pm 2 \cos \delta \sqrt{S_{dc}(E) S_{res}(E)}, \quad (2.33)$$

其中, S_{dc} 和 S_{res} 分别代表直接过程和共振俘获的 S 因子, δ 是相移

$$\delta = \arctan \left[\frac{\Gamma_l(E)}{2(E - E_R)} \right]. \quad (2.34)$$

式(2.33)中的加减号由实验确定。

2.2 辐射俘获反应间接测量方法简介

辐射俘获反应 $A(a, \gamma)B$ 的间接测量方法主要包括弹性共振散射、库仑离解、核谱因子和渐进归一化系数(ANC)方法等。

2.2.1 弹性共振散射

弹性共振散射方法主要用于研究反应的共振俘获过程, 通过测量弹性共振散射反应 $a(A, a)A$ 的激发函数得到复合核 B 的共振能量、自旋宇称和能级宽度, 然后根据式(2.32)得到共振俘获反应的天体物理反应率。

根据所用的反应靶厚度, 弹性共振散射实验可分为薄靶实验和厚靶实验。薄靶实验中, 束流在靶中的能量损失很小, 可以通过不断改变束流的入射能量

对反应的激发函数进行测量。美国橡树岭国家实验室的 $^1\text{H}(^{17}\text{F}, p)^{17}\text{F}$ 弹性共振散射测量就是一个比较典型的薄靶实验[45]，该工作的目的是研究在恒星爆发中有着重要作用的 $^{17}\text{F}(p, \gamma)^{18}\text{Ne}$ 反应， $^{17}\text{F}(p, \gamma)^{18}\text{Ne}$ 反应在天体物理感兴趣能区要取决于 ^{18}Ne 的一个 3^+ 态的共振俘获过程，该能级之前只有理论预言，没有实验测量数据。该工作通过测量 $^1\text{H}(^{17}\text{F}, p)^{17}\text{F}$ 散射激发函数，首次从实验上观测到了 ^{18}Ne 的 3^+ 态，并分析出了该态的激发能、自旋宇称和能级宽度，从而根据实验数据得到 $^{17}\text{F}(p, \gamma)^{18}\text{Ne}$ 的天体物理反应率。

厚靶实验将束流的大部分甚至全部能量阻止在靶中，由于束流在阻止过程中不断与靶发生反应，激发函数可以通过单一束流能量一次测量得到。中国原子能科学研究院正在开展厚靶实验研究工作，目前已经在HI-13串列加速器次级束流线上完成了 $^{13}\text{N}+p$ 和 $^{17}\text{F}+p$ 的弹性共振散射测量[46, 47]，图2.4显示了得到的 $^{13}\text{N}+p$ 弹性散射激发函数及R矩阵理论分析结果。

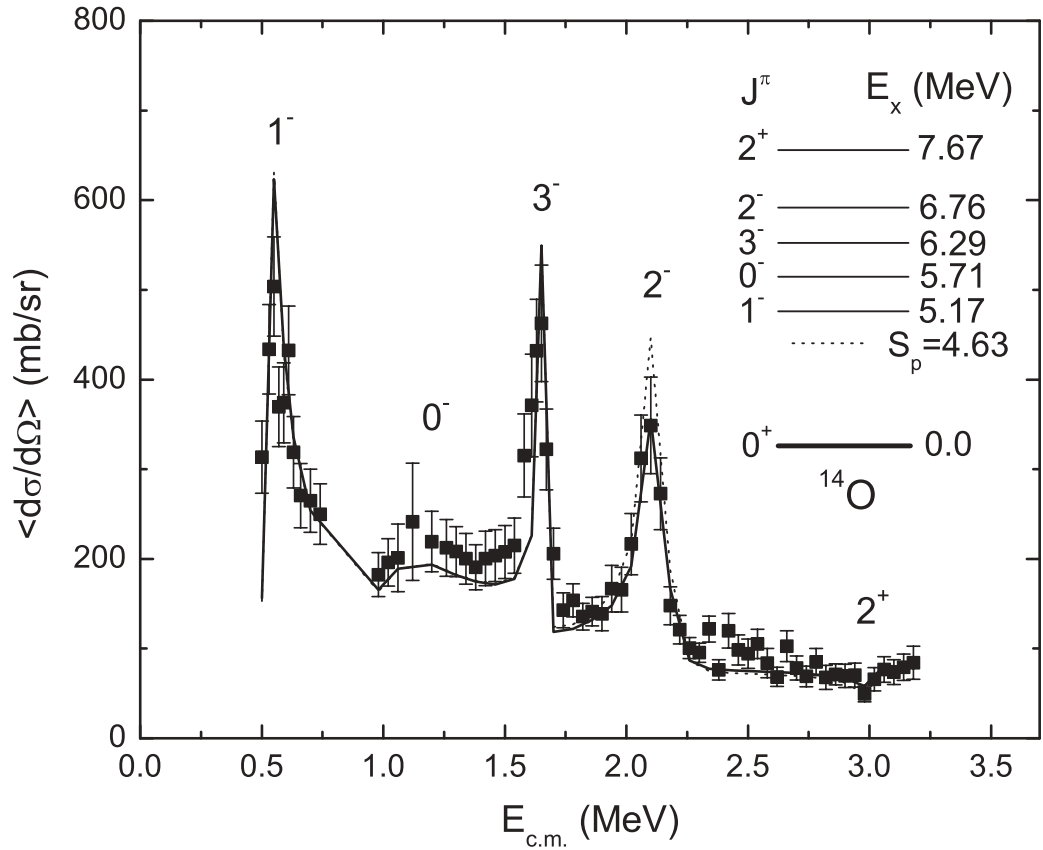


图 2.4: $^{13}\text{N}+p$ 弹性散射激发函数及R矩阵理论分析。

2.2.2 库仑离解方法

库仑离解方法是Baur等人在上世纪80年代提出的[48, 49], 图2.5显示了库仑离解的过程。

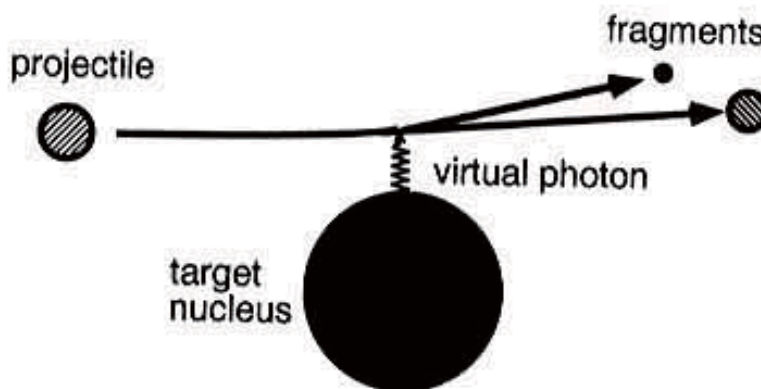


图 2.5: 库仑离解过程示意图。

库仑离解方法利用辐射俘获反应 $A(a, \gamma)B$ 的剩余核 B 去轰击原子序数较高的重核, B 核与靶核的库仑场(提供虚光子)碰撞离解成 $a+A$ 。根据库仑离解产额得到光致分裂反应 $B(\gamma, a)A$ 的截面, 进而利用细致平衡原理得到其逆反应 $A(a, \gamma)B$ 的截面。库仑离解过程要比辐射俘获过程的截面大很多, 克服了辐射俘获过程截面小的难点。值得注意的是, 天体物理感兴趣能区的辐射俘获反应主要是 $E1$ 跃迁过程, 而库仑离解过程中混杂着 $E1$ 、 $E2$ 及 $M1$ 跃迁的贡献, 因此怎样减小和扣除 $E2$ 及 $M1$ 过程的贡献, 是库仑离解方法的难点。另外, 由于是通过逆反应进行推导, 库仑离解方法只能得到辐射俘获反应基态的信息, 具有一定的局限性。

库仑离解方法的典型例子是RIKEN和GSI实验室对 ${}^8\text{B}$ 库仑离解截面进行的两次测量[50, 51], ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ 是氢燃烧中的重要反应之一, 由于其反应率大小和太阳中微子问题密切相关, 一度成为核天体物理的热门研究对象。1994年Motobayashi 等人在RIKEN利用46.5MeV/A的 ${}^8\text{B}$ 放射性束流轰击 ${}^{208}\text{Pb}$, 测量了 ${}^{208}\text{Pb}({}^8\text{B}, {}^7\text{Be}p){}^{208}\text{Pb}$ 库仑离解反应截面, 推导出了 ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ 的天体物理 S_{17} 因子。1999年Iwasa等人在GSI利用254MeV/A的 ${}^8\text{B}$ 束流再次对 ${}^8\text{B}$ 的库仑离解截面进行了测量, 两次实验得到的结果在误差范围内和直接测量相一致, 为直接测量提供了独立的检验。

2.2.3 核谱因子方法

核谱因子方法适合于推导直接辐射俘获反应截面，该方法通过测量截面较大的转移反应角分布提取出 $B=A \otimes a$ 的谱因子，然后利用辐射俘获理论模型计算出辐射俘获反应 $A(a, \gamma)B$ 在天体物理感兴趣能区的激发函数。下面对此方法进行详细的介绍和推导。

直接辐射俘获反应的截面由四个波函数决定：入射粒子的入射波波函数和束缚态波函数、靶核的束缚态波函数、反应剩余核的束缚态波函数，

$$\sigma = \lambda \cdot |M|^2 \quad (2.35)$$

其中， λ 为运动学因子， M 为反应的跃迁振幅

$$M = \langle \varphi_B(\zeta_A, \zeta_a, \mathbf{r}) | \hat{O}(\mathbf{r}) | \varphi_A(\zeta_A) \zeta_a(\xi_a) \phi_{k_i}^{(+)}(\mathbf{r}) \rangle \quad (2.36)$$

其中， φ_i 、 ζ_i 分别表示原子核 i 的束缚态波函数和内禀坐标； \mathbf{r} 表示 a 和 A 之间的相对坐标； $\hat{O}(\mathbf{r})$ 是电磁跃迁算符； $\phi_{k_i}^{(+)}$ 为入射波波函数。通过对内禀坐标的积分，得到叠积波函数

$$I_{Aa}^B(\mathbf{r}) = (A + a)^{1/2} \langle \varphi_A(\zeta_A) \varphi_a(\zeta_a) | \varphi_B(\zeta_A, \zeta_a, \mathbf{r}) \rangle \quad (2.37)$$

$I_{Aa}^B(\mathbf{r})$ 的物理意义是束缚态 $B=A+a$ 的波函数 φ_B 投影到 $\varphi_A(\zeta_A)\varphi_a(\zeta_a)$ 两体道上的叠积波函数，这种投影描述了 $B \rightarrow A+a$ 的过程。有了叠积波函数后，反应的跃迁振幅 M 就可以表示为

$$M = \langle I_{Aa}^B(\mathbf{r}) | \hat{O}(\mathbf{r}) | \phi_{k_i}^{(+)}(\mathbf{r}) \rangle \quad (2.38)$$

这里需要注意的是， $I_{Aa}^B(\mathbf{r})$ 并不是束缚态 B 的本征波函数，它的归一因子

$$S_{Aa}^B = \int [I_{Aa}^B(\mathbf{r})]^2 d\mathbf{r} \quad (2.39)$$

定义为该束缚态的核谱因子。叠积波函数 $I_{Aa}^B(\mathbf{r})$ 按分波法展开为

$$\begin{aligned} I_{Aa}^B(\mathbf{r}) &= (A + a)^{1/2} \langle \varphi_A(\zeta_A) \varphi_a(\zeta_a) | \varphi_B(\zeta_A, \zeta_a, \mathbf{r}) \rangle \\ &= \sum_{l_B m_{l_B} j_B m_{j_B}} \langle J_A M_A j_B m_{j_B} | J_B M_B \rangle \\ &\quad \times \langle J_a M_a l_B m_{l_B} | j_B m_{j_B} \rangle i^{l_B} Y_{l_B m_{l_B}}(\hat{\mathbf{r}}) I_{Aal_B j_B}^B(r) \end{aligned} \quad (2.40)$$

其中， J_i 、 M_i 分别为原子核 i 的自旋及投影， $\langle J_a M_a l_B m_{l_B} | j_B m_{j_B} \rangle$ 为C-G系数， $Y_{l_B m_{l_B}}(\hat{\mathbf{r}})$ 为球谐函数， $I_{Aal_B j_B}^B(r)$ 为叠积波函数的径向部分。

在单粒子模型近似下, 径向叠积波函数 $I_{Aal_Bj_B}^B(r)$ 可以表示为单粒子核谱因子和束缚态波函数的乘积

$$I_{Aal_Bj_B}^B(r) \approx [S_{l_Bj_B}]^{1/2} \varphi_{n_B l_B j_B}(r) \quad (2.41)$$

其中, $\varphi_{n_B l_B j_B}(r)$ 为 $B=A+a$ 的归一化径向束缚态波函数, 它可以通过求解束缚态薛定谔方程得出。这样, 计算径向叠积波函数 $I_{Aal_Bj_B}^B(r)$ 就转化为计算核谱因子 $S_{l_Bj_B}$ 。

核谱因子可以通过相应的转移反应截面得到, 对于转移反应 $A+c \rightarrow B+b$ ($c = a+b$), 可以将其反应过程定性分为两步, 第一步是 c 核在 A 核附近破裂成 a 核和 b 核 ($c \rightarrow a+b$), 第二步是 a 核被 A 核俘获生成 B 核 ($a+A \rightarrow B$), 如图 2.6 所示。

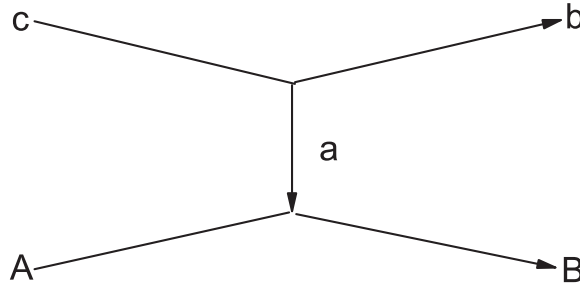


图 2.6: 转移反应 $A+c \rightarrow B+b$ 过程。

定性地说, 转移反应 $A+c \rightarrow B+b$ 可以看成由辐射俘获反应 $a+A \rightarrow B+\gamma$ 和 $a+b \rightarrow c+\gamma$ 的逆过程组成, 因此, 它的截面应该与两个核谱因子 S_{ab} 和 S_{Aa} 有关。

理论上, 转移反应 $A+c \rightarrow B+b$ 的截面仍可以用 (2.35) 式计算, 但其中的跃迁振幅变为

$$M = \sum < \phi_f^{(-)} I_{Aa}^B | V_{ab} | I_{ab}^c \phi_i^{(+)} > \quad (2.42)$$

其中, $\phi_f^{(-)}$ 和 $\phi_i^{(+)}$ 分别为入射波和出射波波函数, V_{ab} 为核 a 和 b 之间的相互作用势, I_{Aa}^B 和 I_{ab}^c 分别为描述 $B \rightarrow A+a$ 和 $c \rightarrow a+b$ 的叠积波函数, 分别为各自的核谱因子决定。将式 (2.41) 代入式 (2.42) 得到

$$\sigma = \sum_{j_B j_c} S_{Aal_Bj_B} S_{abl_cj_c} (\lambda < \phi_f^{(-)} \varphi_{Aal_Bj_B} | V_{ab} | \varphi_{abl_cj_c} \phi_i^{(+)} >^2) \quad (2.43)$$

式中括号部分既为 DWBA 计算转移反应 $A+c \rightarrow B+b$ 截面的公式, 因此得到

$$\sigma = \sum_{j_B j_c} S_{Aal_Bj_B} S_{abl_cj_c} \sigma_{l_Bj_B l_cj_c}^{\text{DWBA}} \quad (2.44)$$

其中, $\sigma_{l_B j_B l_c j_c}^{\text{DWBA}}$ 为DWBA计算的反应截面。

从(2.44)式中可以看出, 如果对转移反应 $A+c \rightarrow B+b$ 截面进行测量得到结果 σ , 然后用DWBA计算出 $\sigma_{l_B j_B l_c j_c}^{\text{DWBA}}$, 再假设 S_{ab} 已知, 就能计算出核谱因子 S_{Aa} , 从而计算出直接辐射俘获截面。

这里值得注意的一点是, 核谱因子 S_{Aa} 与束缚态波函数 $\varphi_{Aal_B j_B}$ 是相关的。而 $\varphi_{Aal_B j_B}$ 与计算时采用的光学势模型有关, 举例来说, 如果采用的是 Woods-Saxon 势, 不同的半径和弥散参数计算得到的束缚态波函数是不同的, 核谱因子 S_{Aa} 也会发生变化。因此在计算直接辐射俘获截面时, 核谱因子 S_{Aa} 必须和相应的光学势模型配套使用。

2.2.4 ANC方法

如果转移反应的周边性好, 即对反应截面有贡献的区域主要在核外 ($r > R_N$) 部分, 核内部分贡献可以忽略, 核谱因子方法可进一步简化为渐进归一化系数(ANC)方法。

一般来说, 束缚态波函数 $\varphi_{n_B l_B j_B}(r)$ 有如下的渐进性行为(图2.7)

$$\varphi_{n_B l_B j_B}(r) \stackrel{r > R_N}{\approx} b_{l_B j_B} \frac{W_{-\eta_B, l_B+1/2}(2\kappa_B r)}{r} \quad (2.45)$$

其中, $b_{l_B j_B}$ 被称为单粒子ANC, $W_{-\eta_B, l_B+1/2}(2\kappa_B r)$ 为Whittaker函数, η_B 和 κ_B 分别是束缚态 $B=A+a$ 的库仑参数和波数

$$\kappa_B = \frac{\sqrt{2\mu\epsilon_B}}{\hbar} \quad (2.46)$$

$$\eta_B = \frac{Z_A Z_a \mu}{\kappa_B} \quad (2.47)$$

其中, ϵ_B 为 $B=A+a$ 的结合能。

从图2.7中可以看出, 单粒子ANC在核外 ($r > R_N$) 几乎是一个常数。

将式(2.45)代入式(2.41), 得到叠积波函数 $I_{Aal_B j_B}^B(r)$ 的渐进性

$$I_{Aal_B j_B}^B(r) \stackrel{r > R_N}{\approx} [S_{l_B j_B}]^{1/2} b_{l_B j_B} \frac{W_{-\eta_B, l_B+1/2}(2\kappa_B r)}{r} \quad (2.48)$$

定义渐进归一化系数ANC为

$$C_{aal_B j_B}^B = [S_{l_B j_B}]^{1/2} \cdot b_{l_B j_B} \quad (2.49)$$

有了ANC以后, 叠积波函数 $I_{Aal_B j_B}^B(r)$ 就可以写成

$$I_{Aal_B j_B}^B(r) \stackrel{r > R_N}{\approx} C_{Aal_B j_B}^B \frac{W_{-\eta_B, l_B+1/2}(2\kappa_B r)}{r} \quad (2.50)$$

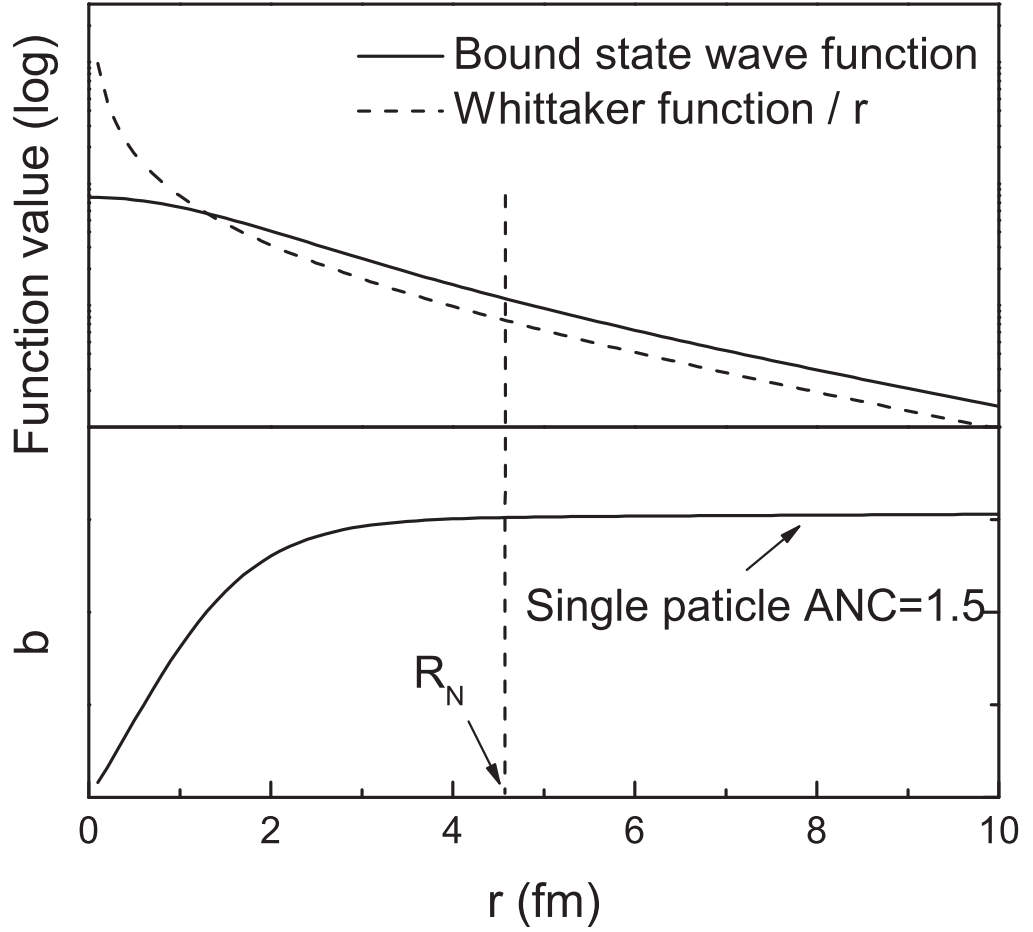


图 2.7: 单粒子ANC。

对于周边性反应，核内贡献可以忽略，在对式(2.38)实际计算时积分下限可取 R_N ，这样就能直接把式(2.50)代入式(2.38) 进行计算，所以计算核谱因子 $S_{l_B j_B}$ 又转化为计算ANC。此外，由于Whittaker函数是确定的，避免了求解束缚态波函数 $\varphi_{n_B l_B j_B}(r)$ 时模型相关带来不确定性，所以ANC方法比计算核谱因子 $S_{l_B j_B}$ 更为简单准确。

但这里要注意的是，ANC方法在反应周边性较好，核内对反应截面贡献相对可以忽略的情况下才适用，如果核内部分不能忽略，计算总截面时积分下限取 R_N 会导致计算得到的总截面偏小；从图中可以看出，在原子核内部($r < R_N$)，Whittaker函数随着 r 的减小迅速增大，与束缚态波函数 $\varphi_{n_B l_B j_B}(r)$ 不成比例关系，此时用Whittaker函数计算得到的截面将比真实值偏大。因此，在反应周边性不好时，ANC方法是不适用的。

2.3 利用核谱因子和ANC方法完成的研究

1993年,在北京HI-13串列加速器第三实验厅建成了国内第一条放射性次级束流线,其结构如图2.8所示。

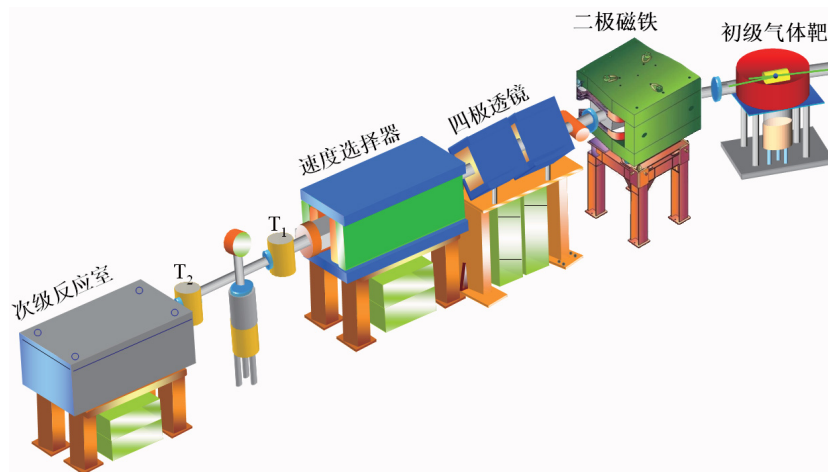


图 2.8: 次级束流线概貌。

次级束流线的工作原理为：利用串列加速器提供的稳定束流轰击气体靶，通过逆运动学反应产生集中前冲的放射性产物，产物经过偏转磁铁分离、四极透镜聚焦、速度选择器纯化、准直光阑准直后传输到次级靶室用于放射性反应实验研究。表2.1列举了目前次级束流线已经产生的束流及其品质。

表 2.1: 次级束流线产生的束流及品质。

次级束	反应	能量(MeV)	半宽(MeV)	纯度(%)	强度(pps)
${}^6\text{He}$	${}^2\text{H}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^3\text{He}$	37.7	0.6	99	3000
${}^7\text{Be}$	${}^1\text{H}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})n$	30.8	1.3	99	900
${}^8\text{Li}$	${}^2\text{H}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li})p$	40.0	0.5	88	2000
${}^{10}\text{C}$	${}^1\text{H}({}^{10}\text{B}, {}^{10}\text{C})n$	55.9	3.5	96	200
${}^{11}\text{C}$	${}^1\text{H}({}^{11}\text{B}, {}^{11}\text{C})n$	63.4	2.7	80	1000
${}^{13}\text{N}$	${}^2\text{H}({}^{12}\text{C}, {}^{13}\text{N})n$	57.8	2.1	92	1200
${}^{15}\text{O}$	${}^2\text{H}({}^{14}\text{N}, {}^{15}\text{O})n$	66.0	3.6	91	800
${}^{17}\text{F}$	${}^2\text{H}({}^{16}\text{O}, {}^{17}\text{F})n$	76.1	3.7	90	2000
${}^{18}\text{F}$	${}^3\text{He}({}^{16}\text{O}, {}^{18}\text{F})p$	75.7	2.2	85	800

近年来我们利用放射性次级束流测量了一系列 (d, n) 、 (d, p) 反应角分布,通过核谱因子和ANC方法间接研究了相关的 (p, γ) 和 (n, γ) 天体物理反应率。

2.3.1 ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ 天体物理 S 因子

太阳中微子消失之谜曾经困扰了核天体物理学几十年之久：20世纪60年代晚期，美国南达科他州矿井中的Homestake实验首次测量了太阳产生的中微子的流量，结果只有标准太阳模型计算值的三分之一，后来日本的神冈探测器也发现了类似的现象。太阳中微子的主要来源之一是 ${}^8\text{B}$ 的 β^+ 衰变释放的高能中微子，而太阳中的 ${}^8\text{B}$ 主要来源于 ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ 反应，因此 ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ 天体物理反应率是太阳中微子问题的关键输入量之一，成为实验研究的热点。太阳环境能量较低，相关的 ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ 截面很小，其天体物理反应率只能通过高能区的直接测量数据外推得到，具有一定的不确定性。1995年我们首次测量了 $E_{c.m.} = 5.8\text{MeV}$ 下的 ${}^7\text{Be}(d, n){}^8\text{B}$ 反应角分布，结果如图2.9所示。通过实验数据与DWBA理论计算的比较，得到 ${}^8\text{B} = {}^7\text{Be} \otimes p$ 的ANC为 $0.711 \pm 0.092 \text{ fm}^{-1}$ ，并进一步计算得到 ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ 反应天体物理零能量 S 因子为 $27.4 \pm 4.4 \text{ eVb}$ ，为直接测量提供了强有力的交叉检验[33]。

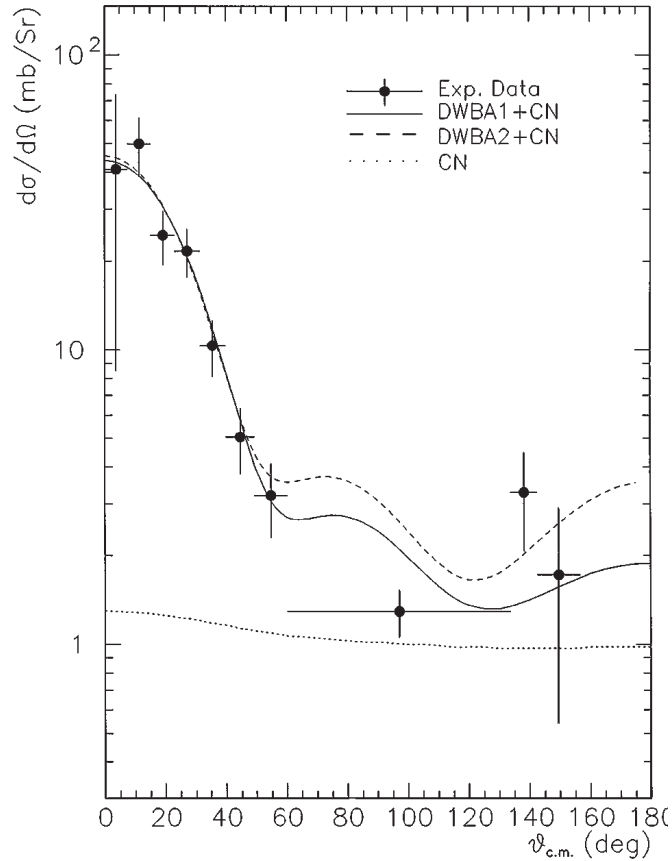


图 2.9: $E_{c.m.} = 5.8\text{MeV}$ 下的 ${}^7\text{Be}(d, n){}^8\text{B}$ 角分布。

2.3.2 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应研究

$^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 是高温p-p链中的关键反应之一。高温p-p链有可能替代 3α 过程成为将核从正常p-p链向CNO循环转化的重要路径，对大质量贫金属星的演化有着重要影响。长期以来 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 在天体物理感兴趣能区的反应截面被认为由 ^{12}N 的0.96 MeV和1.19 MeV两个能级的共振俘获过程所决定，直接俘获辐射过程的贡献相对可以忽略。

我们利用能量为63.4 MeV的放射性束流 ^{11}C 轰击氘化聚乙烯靶，通过逆运动学测量了 $^{11}\text{C}(d, n)^{12}\text{N}$ 反应的角分布，从而得到 $^{12}\text{N}=^{11}\text{C}\otimes p$ 的ANC为 $2.86 \pm 0.91 \text{ fm}^{-1}$ 。利用得到的ANC我们推导了 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 直接过程激发函数，结合利用共振能级参数得到的共振俘获过程截面，最终得到了 $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 的天体物理S因子及反应率，结果如图2.10所示。从图2.10中可以看出，在 $T_9 < 0.3$ 的天体物理环境中，直接辐射俘获过程贡献明显超过共振俘获过程。在 $T_9 > 0.3$ 的天体物理环境中，除了在 ^{12}N 的两个共振能区外，直接俘获辐射过程的贡献也起到了非常重要的作用[34]。

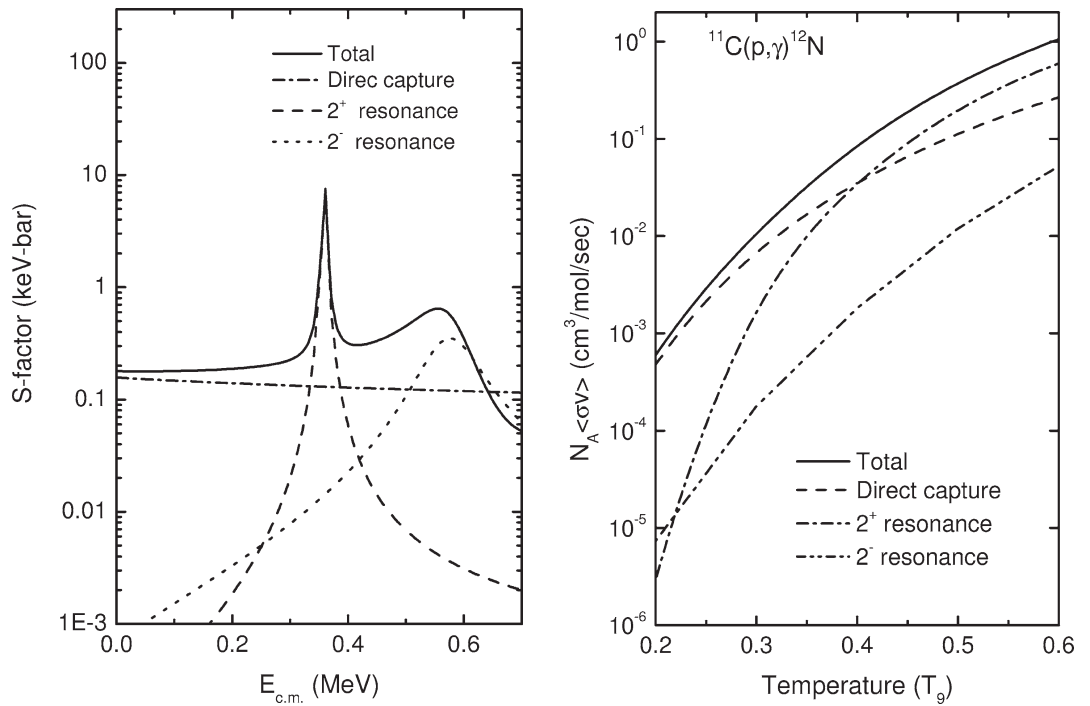


图 2.10: $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$ 反应的天体物理S因子及反应率。

2.3.3 ${}^8\text{Li}(p, \gamma){}^9\text{Be}$ 天体物理反应率

大爆炸非标准原初核合成模型认为，核反应可以在相对丰质子的高密度区和相对丰中子的低密度区进行，许多放射性核素参与的反应起到了重要的作用， $A = 8$ 处的稳定核空隙从而可以通过一系列放射性核反应跨越过去，其中一个关键的桥梁就是 ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ 反应，因此在一定意义上说， ${}^8\text{Li}$ 在原初核合成时期的丰度是重元素产生的一个标尺，产生和消灭 ${}^8\text{Li}$ 的反应都具有重要意义。 ${}^8\text{Li}(p, \gamma){}^9\text{Be}$ 反应不仅能够消灭 ${}^8\text{Li}$ ，并且产生重元素 ${}^9\text{Be}$ ，在原初核合成反应网络中是比较重要的。 ${}^8\text{Li}(p, \gamma){}^9\text{Be}$ 反应截面主要为基态直接辐射俘获过程决定，我们测量了 $E_{c.m.} = 8.0\text{MeV}$ 下的 ${}^8\text{Li}(d, n){}^9\text{Be}$ 反应角分布，结合 DWBA 计算得到 ${}^9\text{Be} = {}^8\text{Li} \otimes p$ 谱因子为 0.64 ± 0.21 ，从而得到了 ${}^8\text{Li}(p, \gamma){}^9\text{Be}$ 的天体物理反应率[36]，如图 2.11 所示

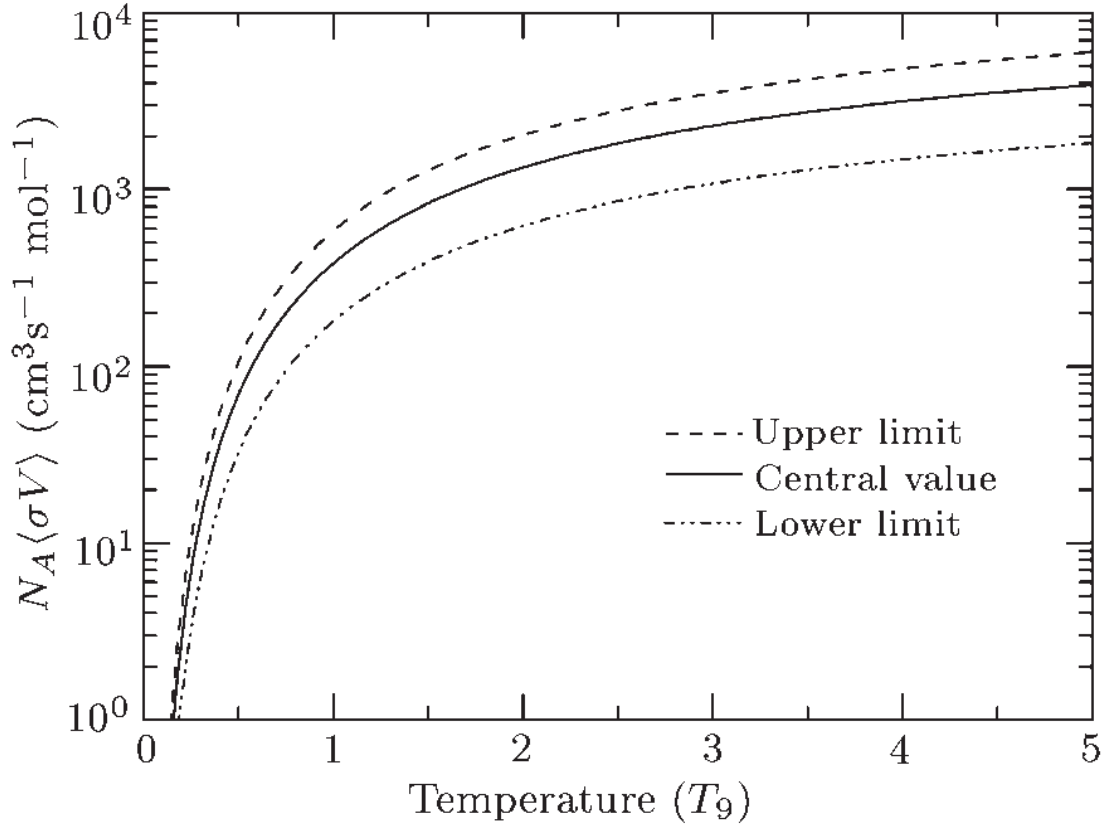


图 2.11: ${}^8\text{Li}(p, \gamma){}^9\text{Be}$ 反应的天体物理反应率。

2.3.4 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应研究

$^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 是高温 CNO 循环中的关键反应之一，对于常温 CNO 循环过程，起决定作用的反应链为 $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}(\beta^+)^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$ 。如果温度升高， ^{13}N 衰变将成为循环的瓶颈，大部分 C、N、O 核素都转化为 ^{13}N ， $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 反应打开了第二条摧毁 ^{13}N 的路径，使常温 CNO 循环转化为高温 CNO 循环 $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}(\beta^+)^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}(\beta^+)^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$ 。

2006 年我们利用次级束流线产生的 69 MeV 的 ^{13}N 束流轰击氘化聚乙烯靶，完成了对 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 反应角分布的测量，结果如图 2.12 所示，通过实验数据和 DWBA 理论计算比较， $^{14}\text{O} = ^{13}\text{N} \otimes p$ 的 ANC 被确定为 $5.42 \pm 0.48 \text{ fm}^{-1/2}$ ，利用得到的 ANC 导出了 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 直接辐射俘获反应截面及天体物理反应率，结合利用共振能级参数计算得到的共振俘获截面，最终得到了 $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ 的天体物理反应率[37]。

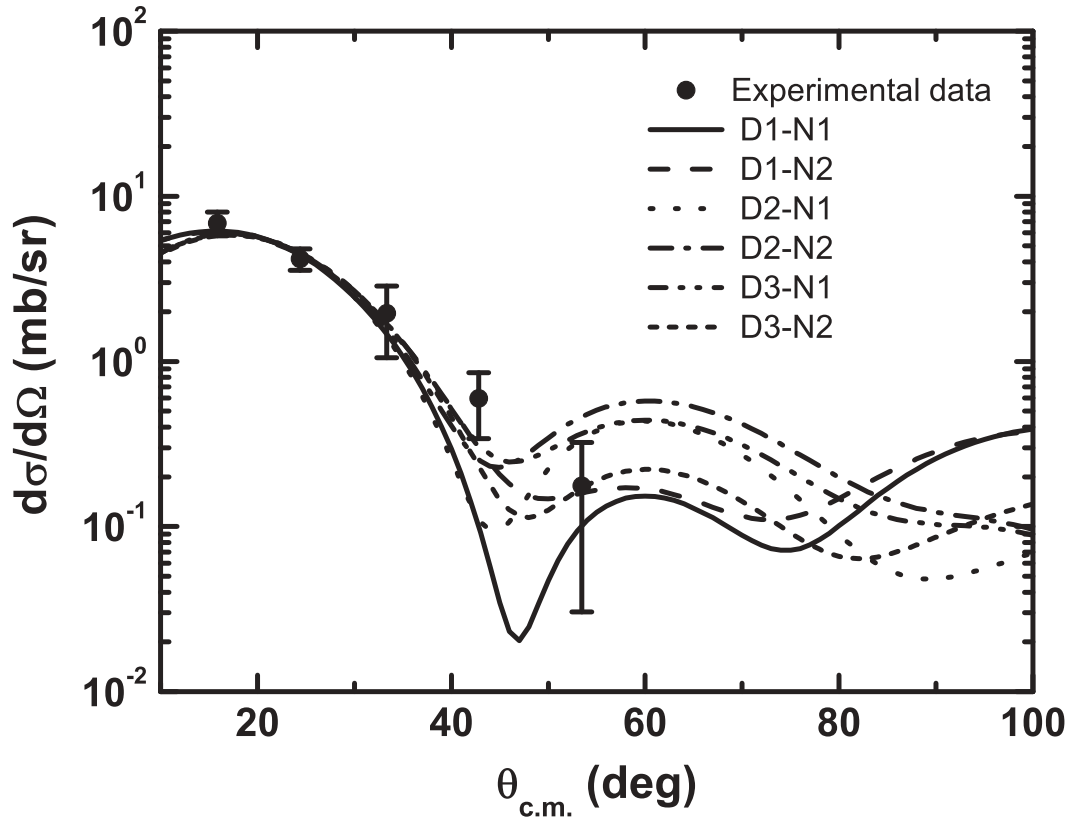


图 2.12: $E_{c.m.} = 8.9 \text{ MeV}$ 下的 $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ 角分布。

2.3.5 $^8\text{Li}(n, \gamma)^9\text{Li}$ 天体物理反应率

r 过程研究是核天体物理目前的主要课题之一，在最近发展起来的II型超新星爆发 r 过程计算模型中，反应链 $^4\text{He}(t, \gamma)^7\text{Li}(n, \gamma)^8\text{Li}(\alpha, n)^{11}\text{B}$ 是产生 r 过程种子核的重要路径， $^8\text{Li}(n, \gamma)^9\text{Li}$ 是 $^8\text{Li}(\alpha, n)^{11}\text{B}$ 的竞争反应之一，其反应率的大小对 r 过程种子核的产生具有重要的影响。由于 ^8Li 和中子均为放射性核素，无法对 $^8\text{Li}(n, \gamma)^9\text{Li}$ 反应进行直接测量，因此间接测量是唯一的研究途径。

2005年我们在次级束流线上完成了对 $^8\text{Li}(d, p)^9\text{Li}$ 角分布的测量，通过理论分析得到了 $^9\text{Li}=^8\text{Li}\otimes n$ 的谱因子为 0.68 ± 0.14 ，进而根据俘获辐射理论模型计算了 $^8\text{Li}(n, \gamma)^9\text{Li}$ 直接俘获过程的天体物理反应率，图2.13 显示了我们的结果与理论和其他实验结果的比较。从图中可以看出，我们首次从实验上约束了 $^8\text{Li}(n, \gamma)^9\text{Li}$ 天体物理反应率的范围[35]。

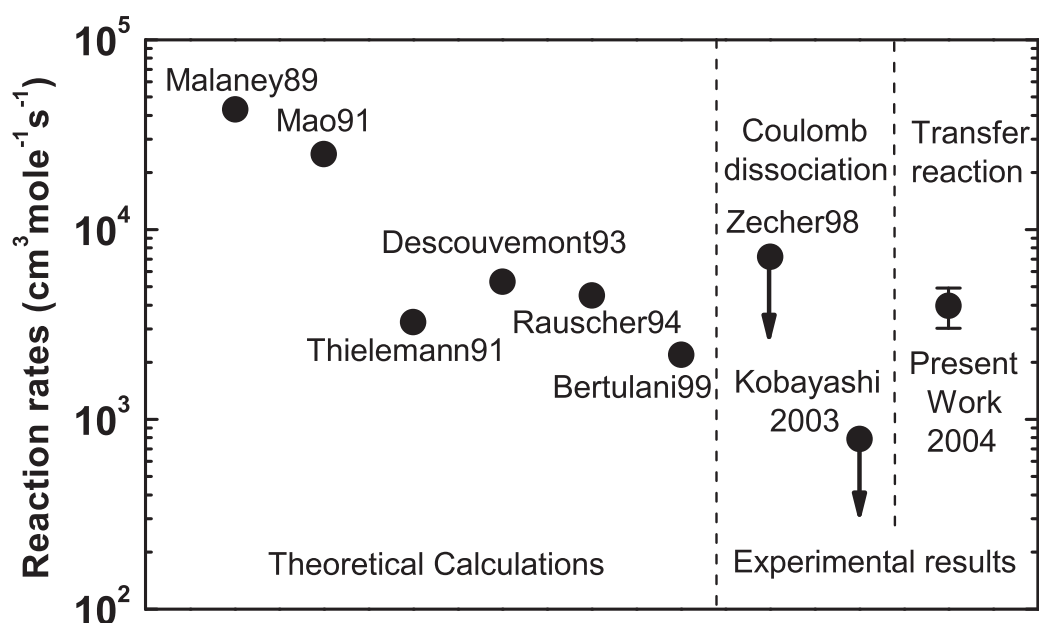


图 2.13: 理论和实验得到的 $^8\text{Li}(n, \gamma)^9\text{Li}$ 天体物理反应率。

第三章 实验测量

实验测量是在北京HI-13串列加速器国家实验室Q3D磁谱仪上完成的，利用Q3D磁谱仪的能量和角度高分辨能力，我们完成了对 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 弹性散射、 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{g.s.}){}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{0.48}){}^6\text{Li}$ 中子转移反应角分布的测量，实验测量分两次进行，第一次实验得到了实验室系 7° 以外的转移反应角分布数据，第二次实验通过改进设置，得到了实验室系 7° 以内的角分布数据。

3.1 Q3D磁谱仪

Q3D磁谱仪是串列加速器国家实验室从瑞典Scanditronix公司引进的高精密大型磁谱仪，它是由美国麻省理工学院的Enge教授在多间隙磁谱仪和分离极磁谱仪的基础上发展设计的，目前在世界上有十台左右。Q3D磁谱仪的特点是能量分辨高、色散大、动量接收度高以及运动学修正能力强，其结构如图3.1所示。

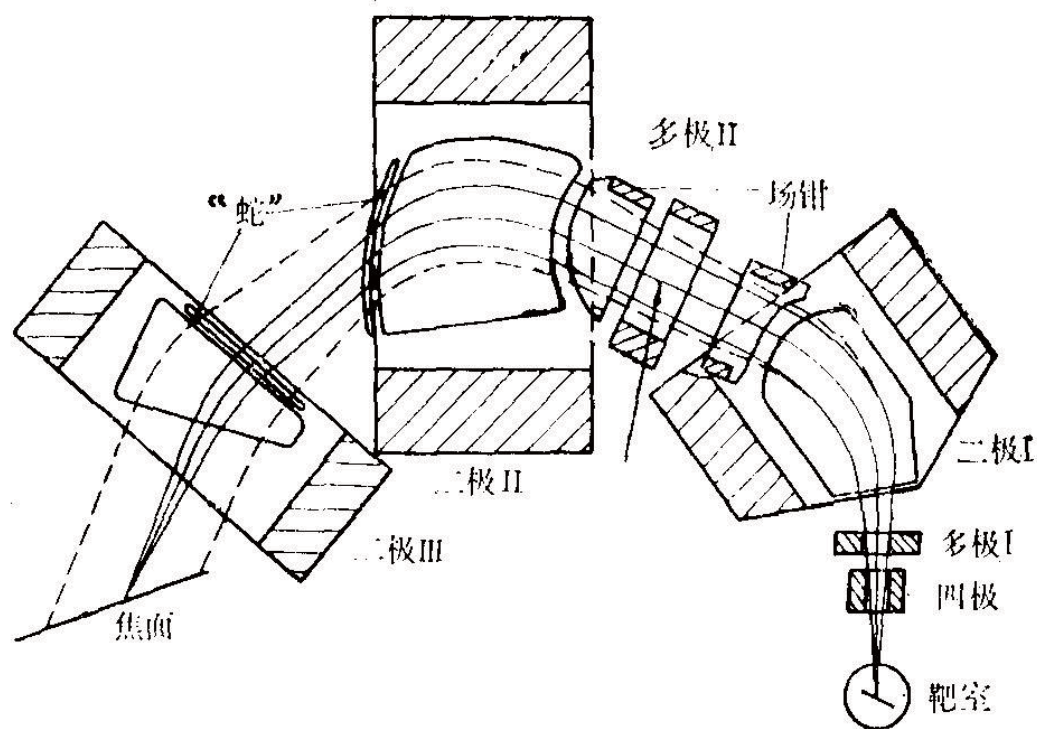


图 3.1: Q3D磁谱仪结构示意图。

Q3D磁谱仪系统由一个可旋转靶室、一个四极磁铁、三个二极磁铁、两个多极磁铁以及探测器室组成，全部设备安装在可精密转动的平台上。表3.1给出了Q3D磁谱仪的各项主要性能指标。

表 3.1: Q3D磁谱仪主要性能指标。

最大二极磁场强度kG	16.7
极限分析能力 ME/q^2	193
中间轨道半径cm	120
能量量程%	± 10
最大运动学修正因子k	0.3
最大水平接收角mrad	± 50
最大垂直接收角mrad	± 53
最大入口立体角mrad	10.0
水平放大系数 M_x	0.9
垂直放大系数 M_y	6.0
色散/水平放大倍数 D/M_x	7.1
焦面动量色散cm/%	11.4
1mm源焦面成像动量分辨 $p/\Delta p$	8500
焦面长度cm	110
焦面与中间轨迹角度 ϕ	45°
谱仪转动角度范围	-22° - 155°

^7Li 第一激发态能量较低(0.48 MeV), $^7\text{Li}(^6\text{Li}, ^7\text{Li}_{g.s.})^6\text{Li}$ 和 $^7\text{Li}(^6\text{Li}, ^7\text{Li}_{0.48})^6\text{Li}$ 反应在同一角度出射的 ^7Li 能量差别只有1%左右, 从表3.1可以看出, Q3D磁谱仪焦面动量色散为11.4 cm/%, 焦面探测位置分辨一般在1 mm左右, 因此理论上Q3D磁谱仪的动量分辨约为万分之一, 能量分辨为万分之二。但实际上, 束流束斑的大小、在靶中不同位置反应造成的反应产物能量歧离、反应产物过靶后的能量和角度歧离等等因素都会造成反应产物焦平面X位置的展宽, 从而导致Q3D磁谱仪的能量分辨降低, 但对于 k 值较小的薄靶反应测量, Q3D磁谱仪的能量分辨基本能达到千分之几, 因此 $^7\text{Li}(^6\text{Li}, ^7\text{Li}_{g.s.})^6\text{Li}$ 和 $^7\text{Li}(^6\text{Li}, ^7\text{Li}_{0.48})^6\text{Li}$ 反应完全可以鉴别开。另外, Q3D磁谱仪可以在 -22° - 155° 之间连续转动, 谱仪角度读出误差为 $\pm 0.02^\circ$, 减小了角分布测量的角度误差, 提高了测量的精度。

3.2 实验设置

实验利用北京HI-13串列加速器产生的 ${}^6\text{Li}$ 束流轰击天然LiF靶，通过Q3D磁谱仪分离传输反应产物，测量 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 弹性散射及 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$ 转移反应角分布，实验设置如图3.2所示

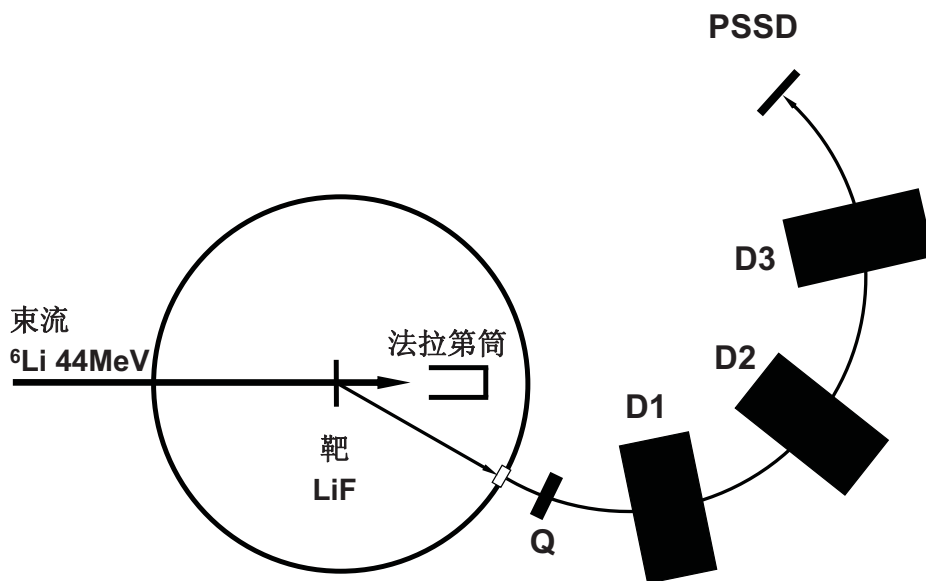


图 3.2: 实验设置示意图。

由于Q3D磁谱仪色散较大，束流在靶中的能量歧离和角度歧离会对测量造成影响，提高束流的能量有助于减小能量和角度歧离，考虑到加速器的最佳工作范围， ${}^6\text{Li}$ 束流能量设定为44 MeV，相应的加速器端电压为11 MV。

锂金属单质靶是最佳的反应靶选择，但锂是碱金属之一，其化学性质非常活泼，接触空气立即氧化，单质锂靶从制靶到使用的全部过程都要在真空中进行，技术比较复杂，目前串列加速器国家实验室尚不具备此条件。因此我们选择了核物理实验通常使用的LiF靶，将天然LiF原料通过真空离子溅射的方法沉积在碳薄膜上得到实验所需的反应靶。

靶后束流零度方向放置了一个法拉第筒，用于统计入射粒子数目，串列加速器产生的束流在靶位置的束斑大小一般能控制在 Φ 5 mm之内，法拉第筒内径设计为12 mm，确保绝大部分束流能被记录。法拉第筒离靶的距离约为130 mm，覆盖的反应产物出射角度为 $\pm 6^\circ$ 。

在Q3D磁谱仪焦平面位置放置双维位置灵敏硅探测器(PSSD)对经过谱仪分离聚焦的产物进行探测,选择PSSD的原因在于:

1、由于Q3D磁谱仪Y方向放大系数较大,靶点上下位置的较小偏移经过放大后,会引起反应产物在焦平面上Y方向位置的较大变化,Q3D磁谱仪以前使用的焦平面探测器为单维位置灵敏,无法测量Y方向上的位置分布,测量过程中很难保证反应产物全部被收集探测。利用PSSD测量,可以根据反应产物在Y方向位置分布调整探测器的高度,从而确保绝大部分反应产物打在探测器内。另外,根据PSSD测量的双维位置谱可以得到反应产物经过磁谱仪分离聚焦后的形状,便于检测束流、靶、磁谱仪的工作状态;

2、Q3D磁谱仪依靠磁场偏转分离反应产物,具有相同磁刚度的不同离子在磁场中的运动轨迹相同,从而在焦平面上的位置相同。但对于大部分离子,当它们的磁刚度相同时能量是不同的。PSSD是半导体探测器,具有相对较高的能量分辨,从而弥补了Q3D磁谱仪无法分辨相同磁刚度的不同离子的缺陷。

由于半导体探测器工艺限制,PSSD的尺寸一般为50 mm左右,对应的Q3D磁谱仪能量测量范围约为 $\pm 0.5\%$,难以同时测量同一反应的多个激发态,增加了实验测量时间,但本工作对 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$ 反应只测量基态及 ${}^7\text{Li}$ 第一激发态转移过程,综合利弊,最后选则了PSSD作为焦平面探测器。

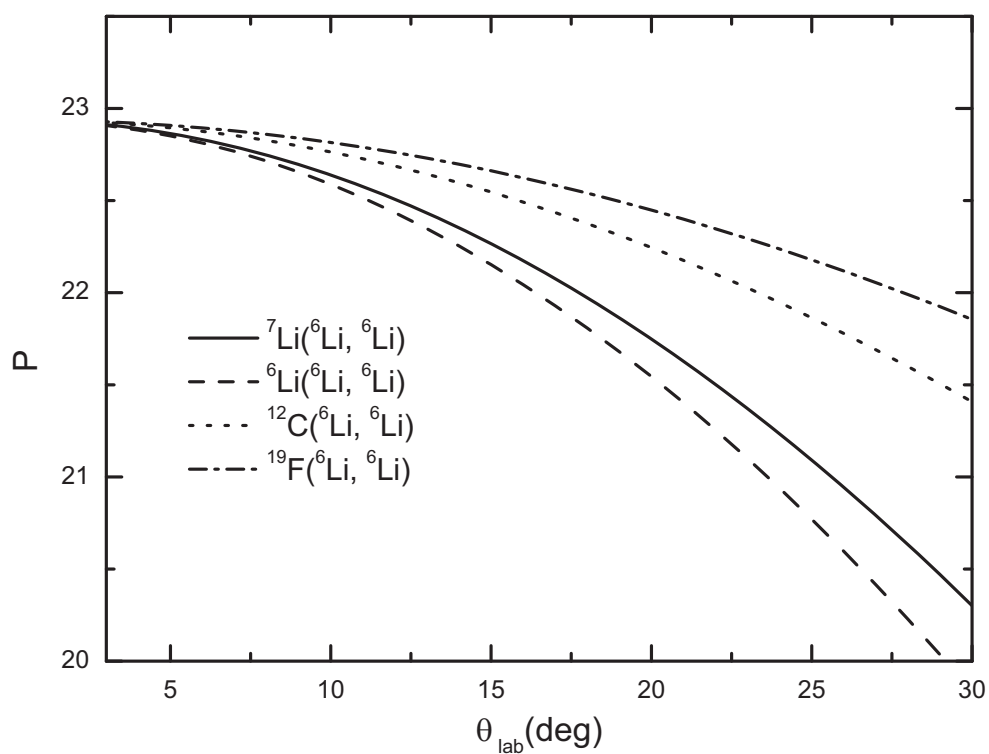
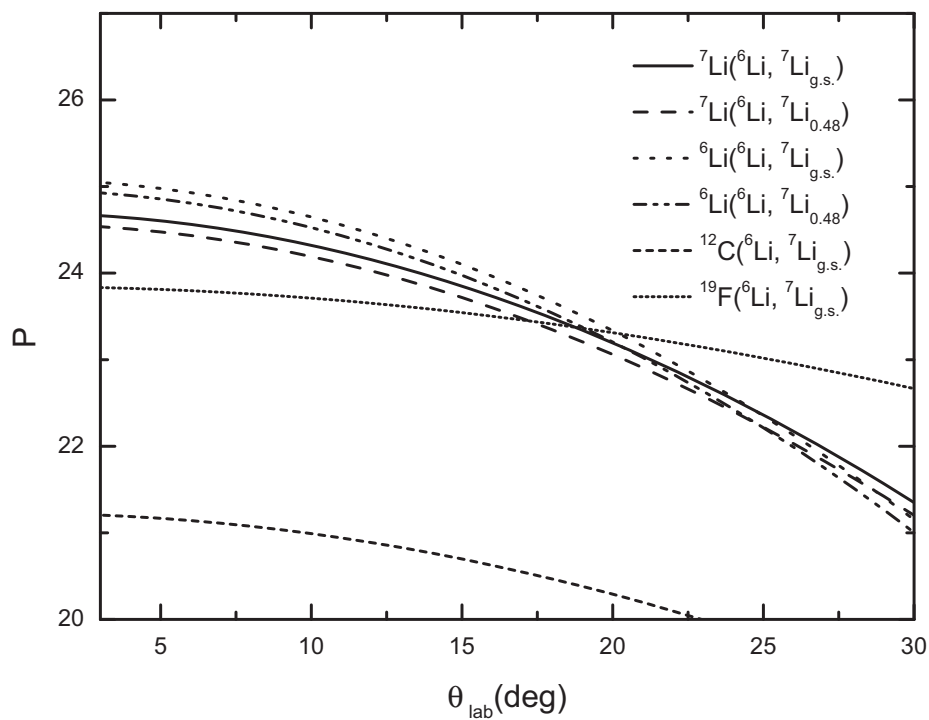
3.3 运动学模拟计算

反应靶中的杂质主要为 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^{12}\text{C}$ 、 ${}^{19}\text{F}$,测量之前必须考虑束流在这三种杂质上引起的反应对目标反应测量的干扰,有可能对 ${}^6\text{Li}+{}^7\text{Li}$ 弹散及转移反应产生干扰的反应道列于表3.2中

表 3.2: ${}^6\text{Li}+{}^7\text{Li}$ 弹散及转移的主要干扰反应道。

靶核	弹散	转移
${}^6\text{Li}$	${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^6\text{Li}$	${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^5\text{Li}$
${}^{12}\text{C}$	${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{12}\text{C}$	${}^{12}\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{11}\text{C}$
${}^{19}\text{F}$	${}^{19}\text{F}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{19}\text{F}$	${}^{19}\text{F}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{18}\text{F}$

我们对表3.2中的各种干扰反应道进行了运动学模拟计算,分别如图3.3、3.4所示。结果显示,弹散在 5° 以后不会受到干扰,转移反应在 16° 之前不会受到干扰。

图 3.3: ${}^7\text{Li}+{}^6\text{Li}$ 弹散及干扰道运动学。图 3.4: ${}^7\text{Li}+{}^6\text{Li}$ 转移及干扰道运动学。

3.4 数据获取系统

本次实验所用的数据获取系统是基于VME总线的Midas获取系统，数据分析软件为欧洲核子中心开发的Root软件。探测系统总共有6路输出信号：法拉第筒、PSSD给出的四个位置信号 P_1 、 P_2 、 P_3 、 P_4 及能量信号 E 。法拉第筒输出的电荷经束流积分仪转化成脉冲信号，输入到定标器中记录。PSSD的五路信号经A250前放及672主放放大成形后，输入到ADC中转化为数字信号，然后被获取系统记录。获取系统的触发信号由PSSD的能量信号甄别给出。具体的电子学线路如图3.5所示。

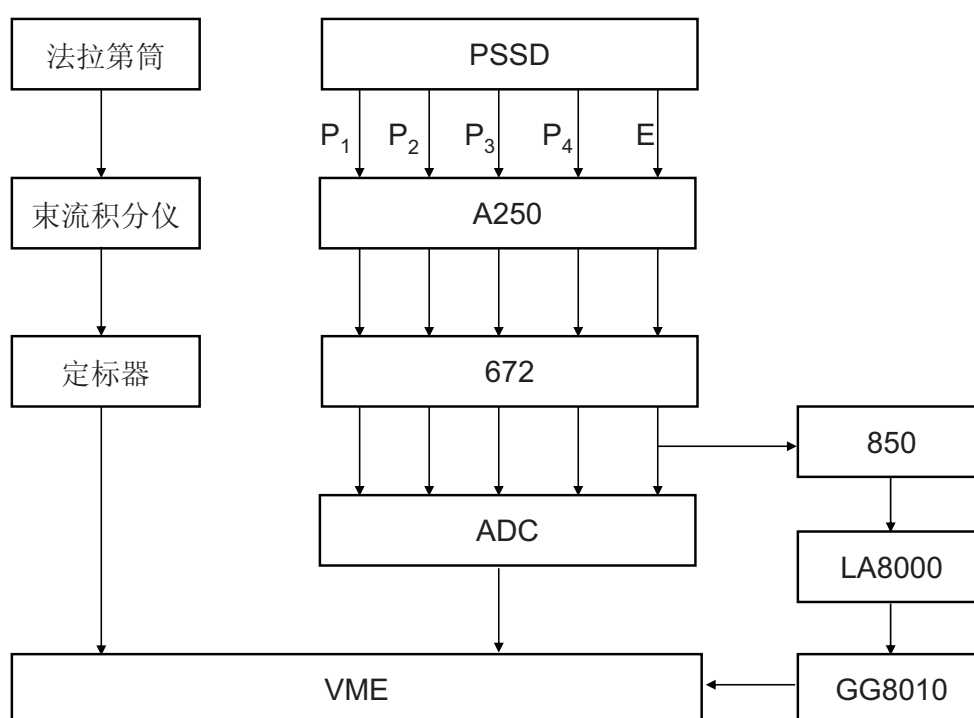


图 3.5: 电子学系统示意图。

3.5 PSSD位置刻度

Q3D磁谱仪焦平面探测器选用的是EUEISYS MWSURES公司生产的PSSD，厚度为 $500\ \mu\text{m}$ ，有效探测面积为 $50 \times 50\ \text{mm}^2$ ，其能量和位置信号的主放成形时间均可设为 $1\ \mu\text{s}$ ，便于电子学系统记录。

Q3D磁谱仪上的测量主要是获取反应产物在焦平面上的位置，因此实验前要对PSSD的位置信号进行刻度，我们在距离探测器表面 $1\ \text{mm}$ 处平行放置了一

片孔径为1 mm，孔距为5 mm的 13×13 多孔准直器，利用Am-Pu混合 α 源对其进行照射测量。准直器的中心孔位置与探测器中心基本重合，因此通过准直器中心孔的 α 粒子引起的四路位置信号应该相同，四个位置信号的总和应该等于能量信号，以能量信号为基准，即可得到五路信号的相对刻度系数。PSSD的位置信息计算公式为：

$$X = \frac{(P_2 + P_3) - (P_1 + P_4)}{E} \times \frac{L}{2}, \quad (3.1)$$

$$Y = \frac{(P_1 + P_2) - (P_3 + P_4)}{E} \times \frac{L}{2}, \quad (3.2)$$

其中 L 是PSSD的边长。

图3.6显示了刻度后的准直器位置谱，可以看出，除了左侧形状有些畸变外，探测器整体位置分辨还是较好的，满足实验测量要求。实验前用Am-Pu混合 α 源对PSSD进行了粗略的能量刻度，根据刻度系数调节好主放的放大倍数使反应产物能量在ADC记录范围之内。

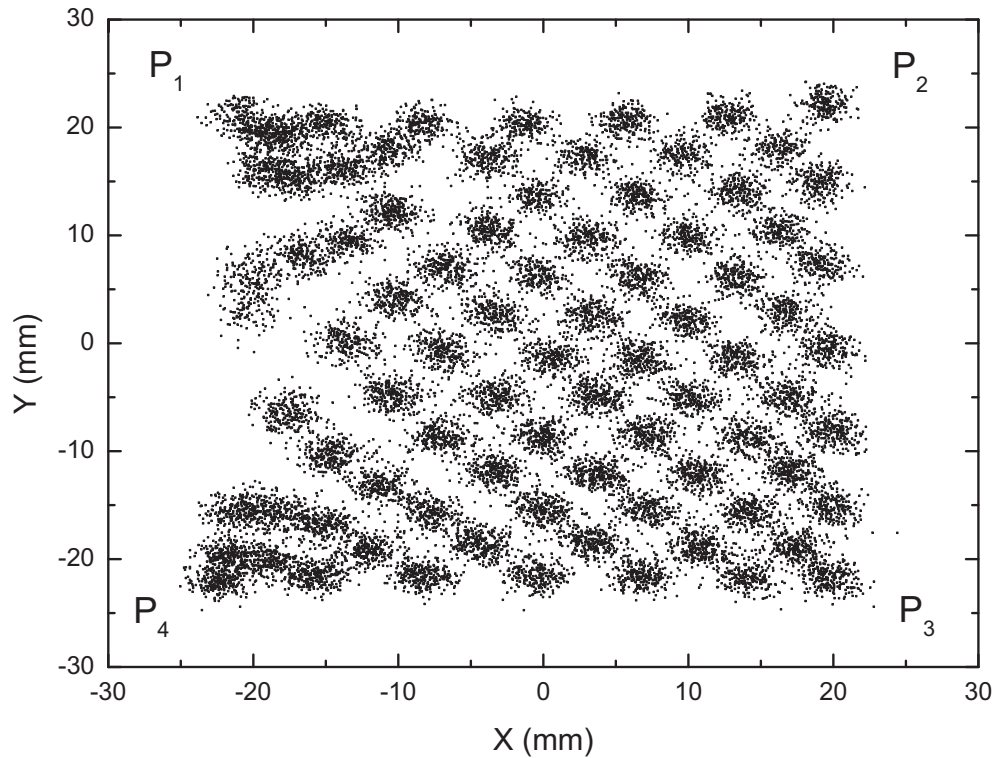


图 3.6: α 粒子通过多孔准直器的双维位置谱。

3.6 角分布测量及数据处理

3.6.1 效率刻度

实验中还有两个参数需要刻度，一个是束流测量效率，另一个是Q3D磁谱仪接收立体角的大小。实验室系反应微分截面的计算公式为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_p}{N_b N_s \Omega}, \quad (3.3)$$

其中， N_p 为反应产物数目， N_b 为入射粒子数目， N_s 为靶核数目， Ω 为Q3D磁谱仪的接收立体角。

入射粒子数目通过法拉第筒测量得到，绝大部分束流不发生反应直接穿过靶进入法拉第筒，通过束流积分仪将法拉第筒收集的电荷转化为脉冲数并输入到获取系统中记录，然后根据每次测量过程中定标器得到的总计数推算出入射粒子的个数

$$N_b = \frac{N_{pulse} Q}{e Z_b} \times \eta, \quad (3.4)$$

其中， N_{pulse} 为获取系统记录的脉冲总数， Q 为单个脉冲包含的电荷数(由束流积分仪设置)， e 为元电荷， Z_b 为束流穿过靶后的平均电荷态， η 为束流测量效率。在44 MeV的能量下，锂束流穿过靶后基本处于全剥离状态，不用考虑电荷分布效应，因此 $Z_b=3$ 。

立体角需要刻度的原因是：Q3D磁谱仪入口处光阑狭缝调节系统老化，读数出现问题，实验前只能通过望远镜粗略估计光阑的大小，无法得到准确的立体角大小。

定义 $K = \eta\Omega$ ，得到

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_p e Z_b}{N_s N_{pulse} Q K}. \quad (3.5)$$

因此立体角和束流测量效率不需要单独刻度，刻度出 K 值即可得到反应微分截面。

我们利用44 MeV的 ^7Li 束流轰击厚度为 $190 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的金靶，通过测量弹性散射 $^{197}\text{Au}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{197}\text{Au}$ 微分截面对 K 值进行刻度，原因在于：

1、入射能量44 MeV下 $^{197}\text{Au}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{197}\text{Au}$ 弹性散射擦边角为 65° ，在此角度内的弹性散射基本为卢瑟福散射，其微分截面可以计算为

$$\sigma(\theta_c) = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 E'} \right)^2 \frac{1}{16 \sin^4(\theta_c/2)}, \quad (3.6)$$

其中， Z_1 和 Z_2 分别为入射粒子和靶核的原子序数， E' 为入射粒子和靶核的相对运动能。

2、 $^{197}\text{Au}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{197}\text{Au}$ 弹性散射截面很大，其它反应产物的干扰较小；该弹散的运动学因子 k 很小，产物在焦平面上分布集中，有利于检验Q3D磁谱仪及PSSD的工作状态。

由于前角区截面高，散射产物计数率太大，弹散从19度开始测量，利用Q3D磁谱仪置场程序计算出匹配的磁场，按计算结果设置好后，通过左右移动PSSD找到产物的中心位置，即Q3D磁谱仪的焦平面位置，上下移动PSSD使探测器高度合适，然后开始测量。图3.7显示了23°测量得到的 $^{197}\text{Au}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{197}\text{Au}$ 弹散产物能量及位置谱。

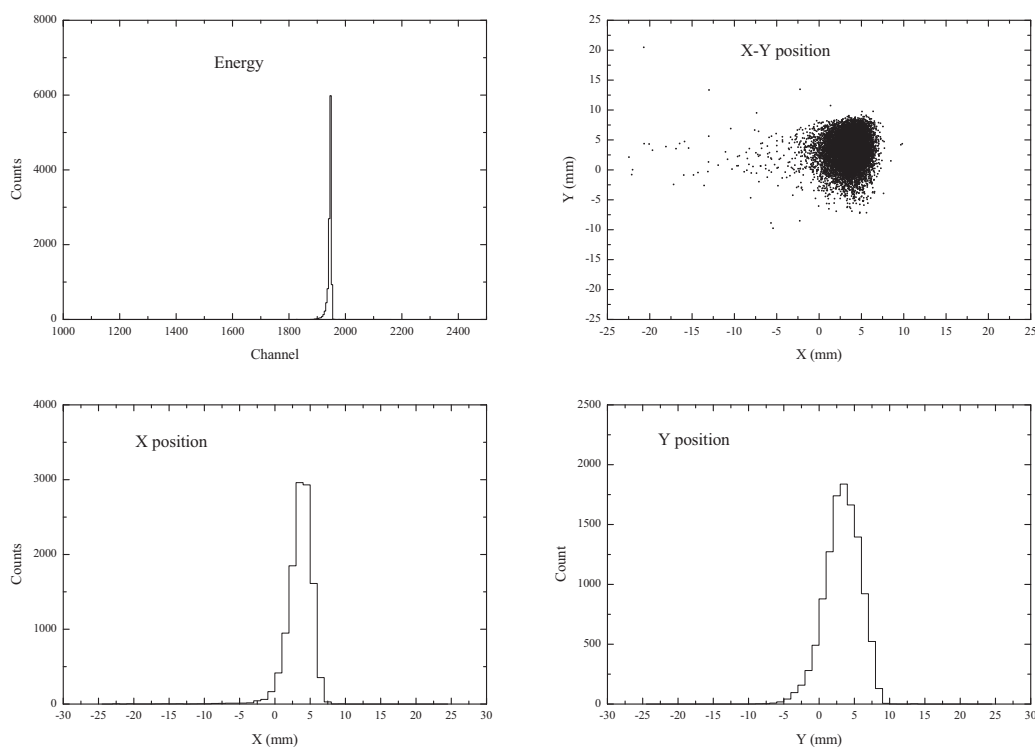


图 3.7: $^{197}\text{Au}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{197}\text{Au}$ 弹散产物能谱、二维位置谱及X、Y单维谱。

从图3.7可以看出，弹性散射产物 ^7Li 非常明显，基本打在PSSD的中心位置，X、Y方向位置呈高斯分布，半宽分别为4 mm和8 mm左右。如只考虑束斑放大效应，根据表3.1中的放大系数可以得到打在靶上的束流大概是一个宽5 mm、高2 mm的扁椭圆。

反应产物数从PSSD获取的双维位置谱及能量谱符合得到。弹散的截面较大，探测器的计数率比较高，获取系统的死时间较大，测量过程中我们利用定标器记录下PSSD的Trigger总数，和实际得到的有效事例数比较求出了获取系统的死时间比例，从而修正出正确的计数。通过将测量得到的角分布归一到理论

计算上, 我们得到 $K = (2.05 \pm 0.1) \times 10^{-4} \text{ sr}$, 其误差主要来源于金靶厚度的不确定(5%)。图3.8显示了角分布的计算值和归一后的实验数据。

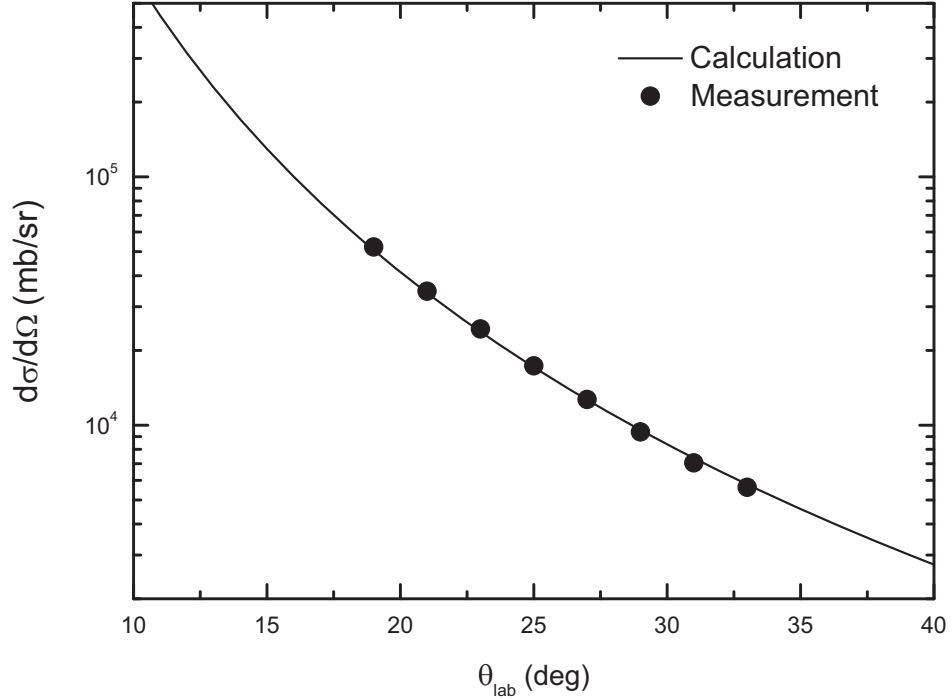


图 3.8: $^{197}\text{Au}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{197}\text{Au}$ 弹性散射角分布。

^7Li 在金靶上的弹散能量随角度变化很慢, Q3D磁谱仪接收角内的 ^7Li 能量展宽很小, 适合用来对 PSSD 进行能量刻度。由于待测离子能量基本在 40 MeV 左右, 截距大小对能量计算影响不大, 我们直接用图3.8中的 ^7Li 能谱对 PSSD 进行了能量刻度, 得到的刻度系数为 0.0224。

为了便于使用, 实验室系微分截面还需要转化为质心系微分截面

$$\sigma(\theta_c) = \frac{1 + \gamma \cos \theta_c}{(1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \theta_c)^{3/2}} \sigma(\theta_l), \quad (3.7)$$

其中

$$\gamma = \left(\frac{A_a A_b}{A_A A_B} \frac{E'}{E' + Q} \right)^{1/2} \quad (3.8)$$

A_a 、 A_b 、 A_A 、 A_B 分别为入射粒子、出射粒子、靶核及剩余核的质量数, Q 为反应能。

3.6.2 检验测量

为了进一步验证测量系统的可靠性, 我们利用 36 MeV 的 ^7Li 束流轰击厚度为 $39 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的 ^{12}C 靶, 测量了部分角度的 $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{12}\text{C}$ 弹性散射角分布, 与已

有的数据[53]进行对比,结果显示,我们测量得到的角分布和现有数据在误差范围内符合较好,这说明实验测量系统是可靠的,如图3.9所示。

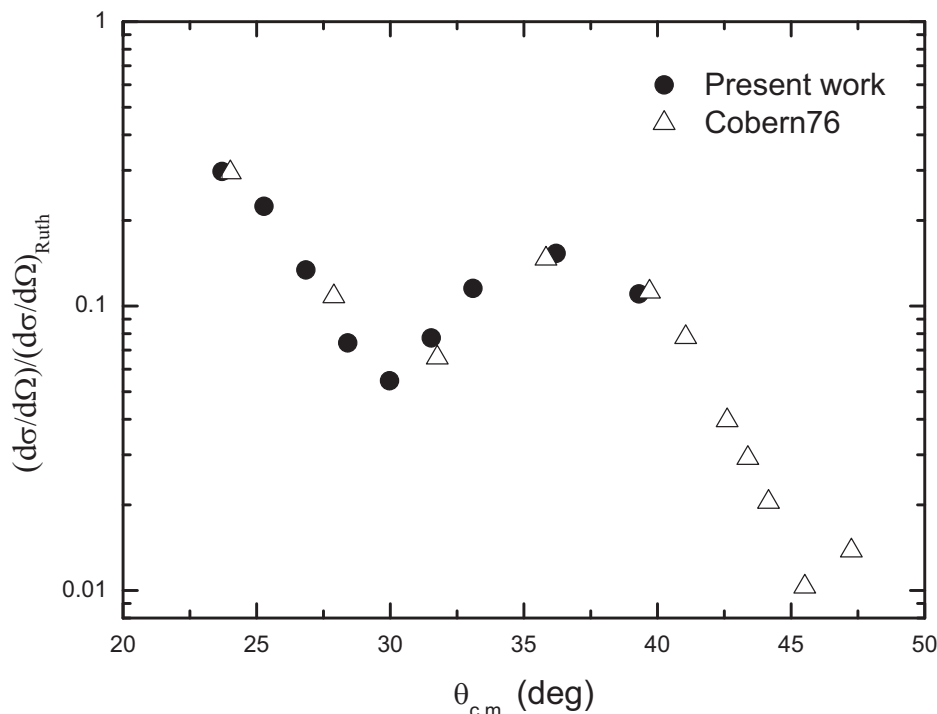


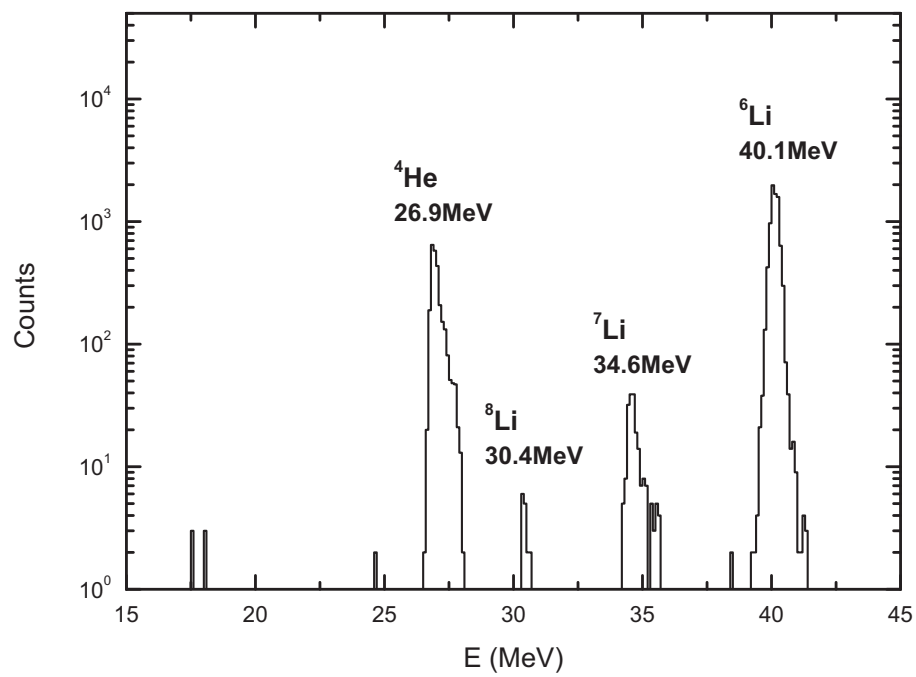
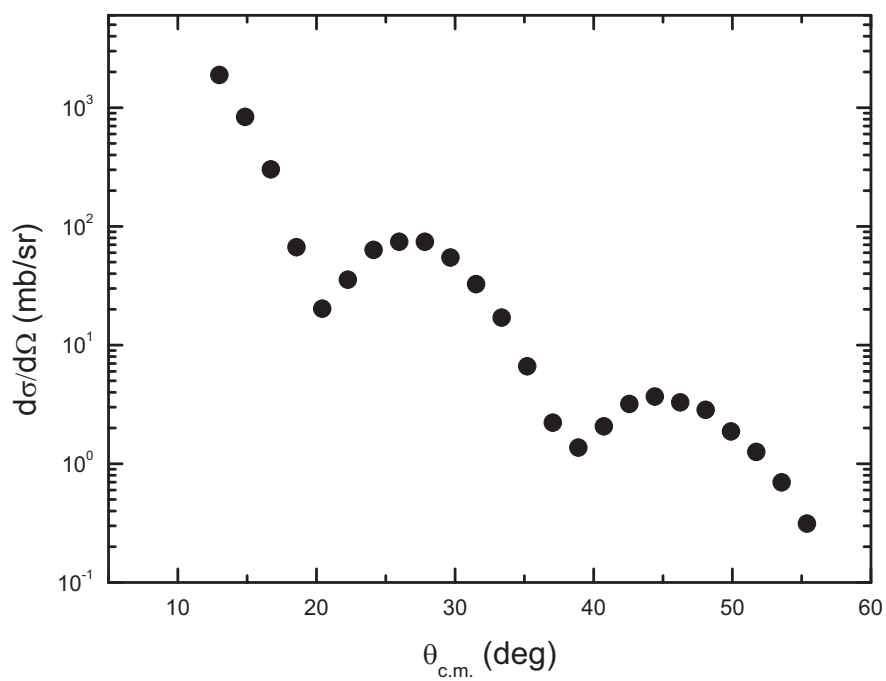
图 3.9: $E=36$ MeV 时 $^{12}\text{C}(^7\text{Li},^7\text{Li})^{12}\text{C}$ 弹性散射角分布。

3.6.3 $^7\text{Li}(^6\text{Li},^6\text{Li})^7\text{Li}$ 弹散角分布测量

确定实验测量系统没有问题后,我们利用44 MeV的 ^6Li 束流轰击厚度为530 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的LiF靶,开始正式测量,测量过程中束流强度约为100 pA。由于法拉第筒覆盖了 $\pm 6^\circ$ 的角度范围, $^7\text{Li}(^6\text{Li},^6\text{Li})^7\text{Li}$ 弹散角分布的测量只能从 7° 开始,然后每次间隔 1° 进行测量,测量时间视微分截面的大小而定,一般统计达到1000即可。

与 $^{197}\text{Au}(^7\text{Li},^7\text{Li})^{197}\text{Au}$ 相比, $^7\text{Li}(^6\text{Li},^6\text{Li})^7\text{Li}$ 弹散截面要小得多,因此容易受到其它反应道的干扰。图3.10显示了 15° 测量得到的能谱,能谱上标明了各个能量峰的峰值。计算得到 ^6Li 中心能量为40.2 MeV,与最高峰符合,Q3D磁谱仪完全根据磁刚度选择离子,杂质根据磁刚度匹配原理被确定为 ^4He 、 ^7Li 、 ^8Li ,其能量计算值分别为26.8 MeV、34.5 MeV和30.2 MeV,与测量结果符合得很好。

通过PSSD的能量信息,很容易将杂质粒子剔除,实验过程中,我们先利用能谱确定反应产物,然后开门看X-Y双维位置谱,调整PSSD位置确保反应产物全部打在探测器内。处理后得到 $^7\text{Li}(^6\text{Li},^6\text{Li})^7\text{Li}$ 弹散角分布如图3.11所示。

图 3.10: ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 弹散能谱。图 3.11: ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 弹散角分布。

3.6.4 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$ 转移角分布测量

根据上节的运动学模拟计算, ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$ 转移过程在 16° 附近受到杂质反应的干扰, 因此角分布测量范围设为 7° - 15° , 角度间隔仍为 1° 。处理后得到的 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{g.s.}){}^6\text{Li}$ 及 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{0.48}){}^6\text{Li}$ 反应角分布分别如图3.12、3.13所示。

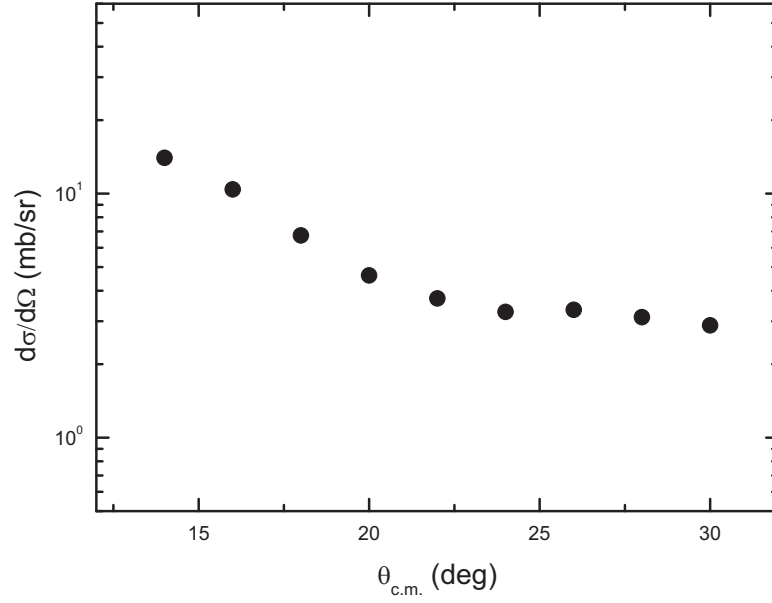


图 3.12: ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{g.s.}){}^6\text{Li}$ 反应角分布。

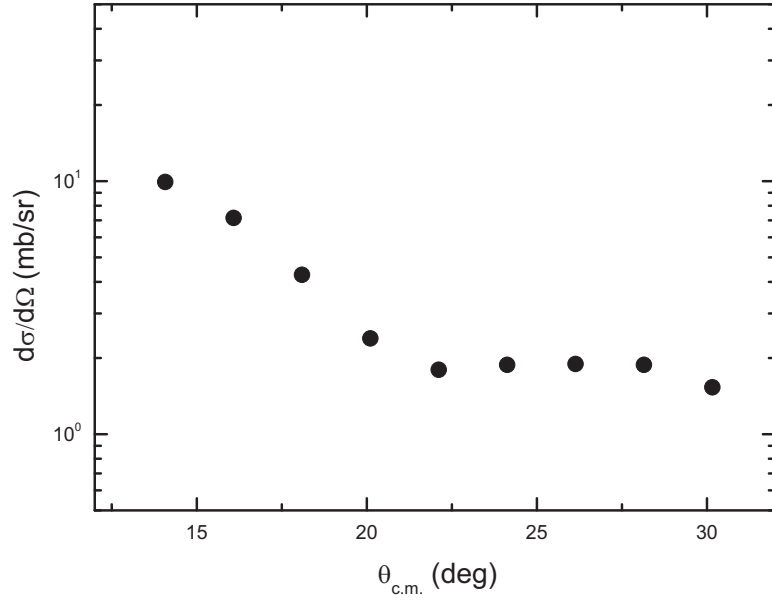


图 3.13: ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{0.48}){}^6\text{Li}$ 反应角分布。

3.6.5 其它反应角分布测量

我们还测量了入射能量44 MeV下的 $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, ^6\text{Li})^{12}\text{C}$ 、 $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{12}\text{C}$ 弹性散射、 $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^6\text{Li})^{13}\text{C}_{g.s.}$ 、 $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^6\text{Li})^{13}\text{C}_{3.09}$ 中子转移、 $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^6\text{He})^{13}\text{N}$ 质子转移反应角分布，结果分别如图3.14、3.15、3.16、3.17和3.18所示。

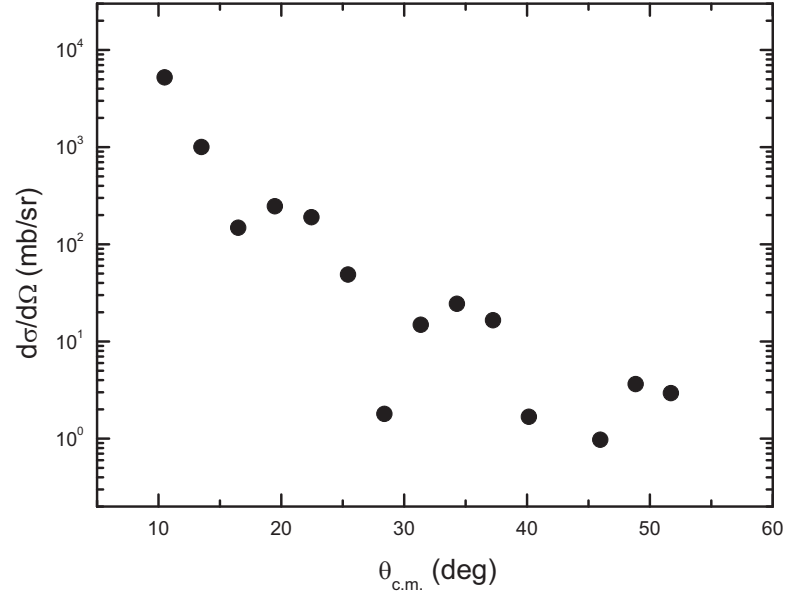


图 3.14: $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, ^6\text{Li})^{12}\text{C}$ 弹散角分布。

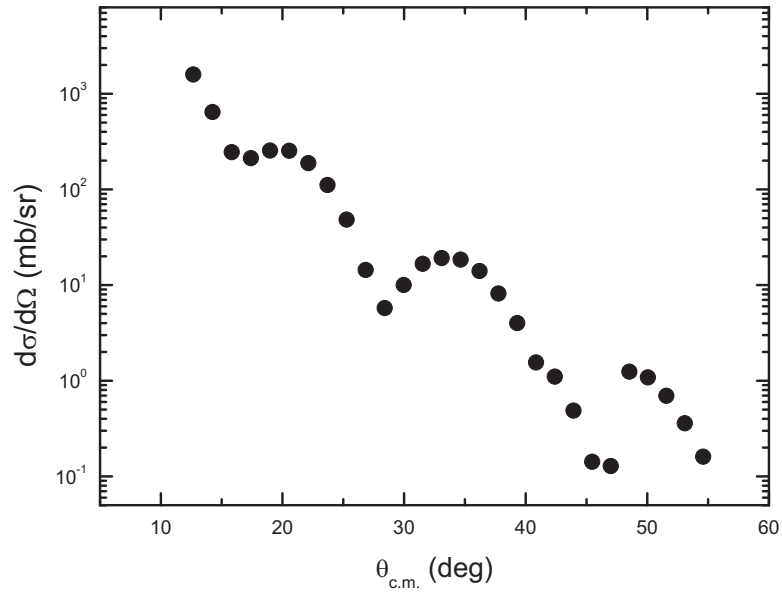
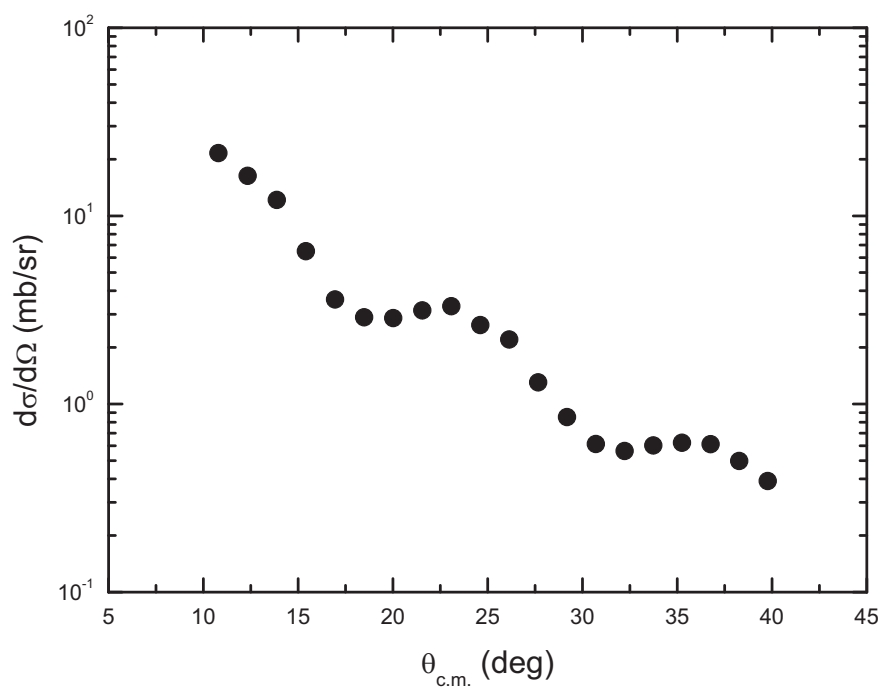
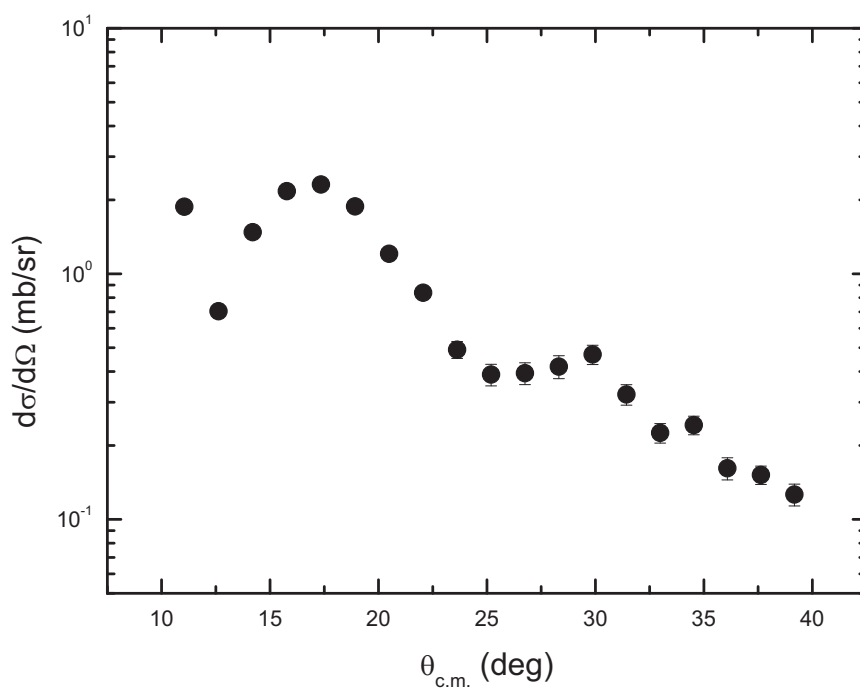


图 3.15: $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{12}\text{C}$ 弹散角分布。

图 3.16: $^{12}\text{C}(^7\text{Li},^6\text{Li})^{13}\text{C}_{g.s.}$ 反应角分布。图 3.17: $^{12}\text{C}(^7\text{Li},^6\text{Li})^{13}\text{C}_{3.09}$ 反应角分布。

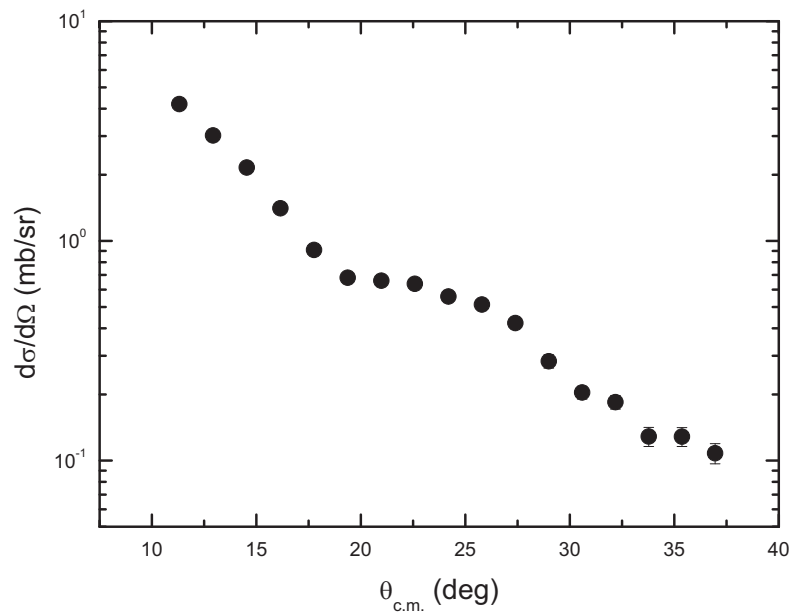


图 3.18: $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^6\text{He})^{13}\text{N}$ 反应角分布。

3.7 小角度角分布的补充测量

第一次实验中，由于法拉第筒的阻碍没有测到实验室系 7° 以内的角分布数据，为此我们对实验设置进行了改进，如图3.19所示。

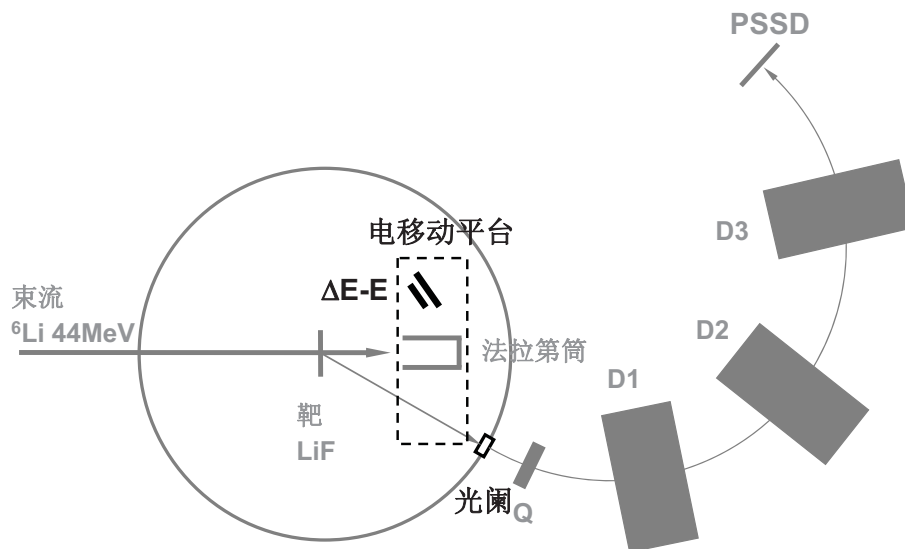


图 3.19: 改进后的实验设置示意图。

实验改进包括：

1、在靶室内增加了一个电移动平台。将法拉第筒改装到平台上，测量小角度角分布时移开即可。法拉第筒外径变小，覆盖的角度减少为 $\pm 5^\circ$ 。

2、在束流 -25° 方向设置了一套 ΔE -E望远镜探测系统，法拉第筒移开后，通过 ΔE -E 望远镜系统对束流进行相对归一。

3、在Q3D磁谱仪入口处设置一个 $\Phi 5$ mm的光阑，光阑距离靶240 mm，这样Q3D磁谱仪的接收立体角确定为 3.4×10^{-4} sr。

由于小角度测量时要移开法拉第筒，无法直接测量束流，我们通过 ΔE -E望远镜系统测量束流在靶上的反应产物，对束流强度进行相对归一，从而得到微分截面。具体的实验方法为，在6、7两个角度时，先利用法拉第筒收集束流测量一次反应微分截面，然后通过电移动平台将法拉第筒移开，对 7° 以下角度反应微分截面进行测量，利用 ΔE -E统计的结果得到小角度的相对微分截面，将结果归一到 6° 、 7° 利用法拉第筒测量到的微分截面上，即可得到小角度的角分布。

利用上述方法，我们对3-6度的 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{g.s.}){}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{0.48}){}^7\text{Li}$ 反应角分布进行了补充测量，由于束流直径约为5 mm， 2° 时束流边缘部分直接进入Q3D磁谱仪，对反应测量造成大量干扰，因此 2° 以内的角分布无法进行测量。图3.20 显示了小角度时监测到的 ΔE -E双维谱。

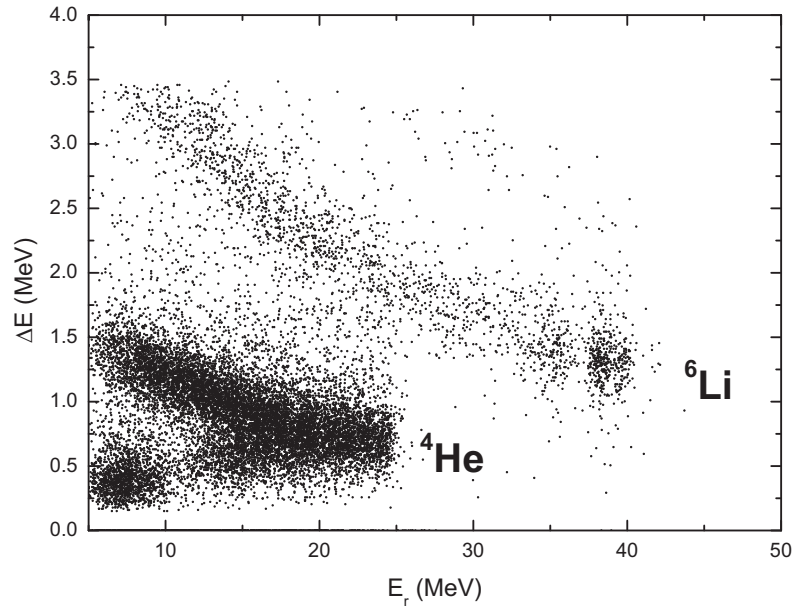
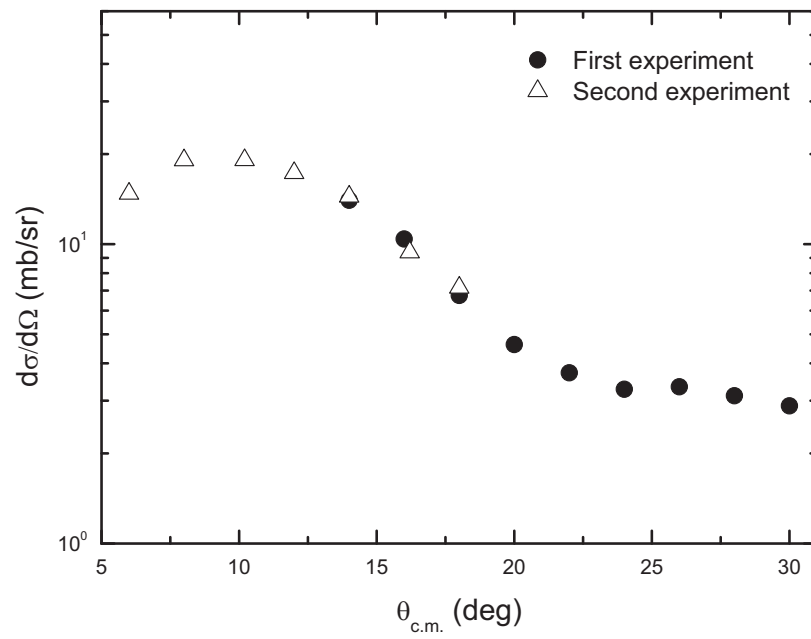
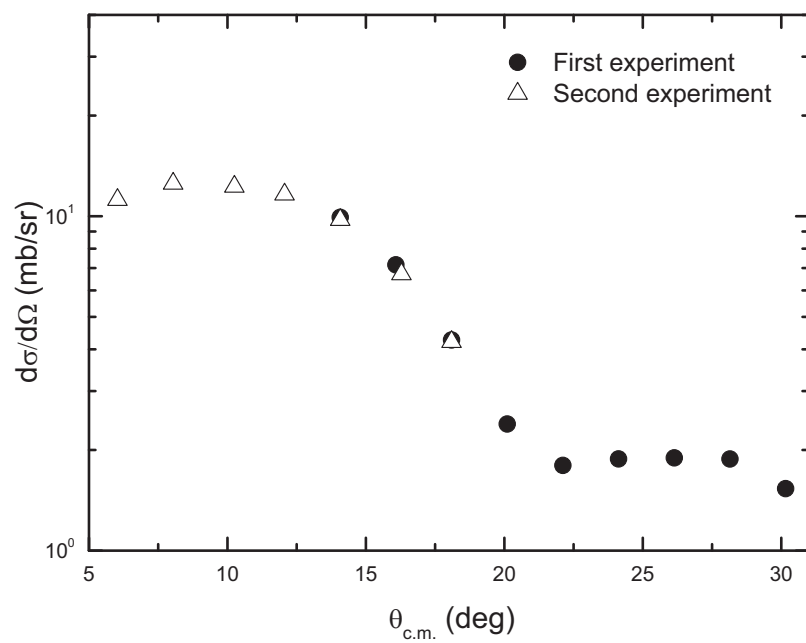


图 3.20: 小角度时束流监测得到 ΔE -E双维谱。

从图中可以看出， ${}^6\text{Li}$ 打靶的主要产物为 α 粒子和 ${}^6\text{Li}$ ，二者均可用于束流归一。为了检验实验测量的可靠性，我们还对 8° 、 9° 的微分截面进行了重复测量，结果和第一次实验符合得很好。补充后的角分布分别如图3.21及3.22所示。

图 3.21: ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{g.s.}){}^6\text{Li}$ 反应角分布。图 3.22: ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{0.48}){}^6\text{Li}$ 反应角分布。

第四章 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 天体物理反应率

${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应在天体物理感兴趣能区主要是 s 波中子到 ${}^7\text{Li}$ 基态和第一激发态的直接辐射俘获过程，如第二章所述，核谱因子方法适合于间接测量直接俘获辐射反应截面，本章中我们通过拟合 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 弹散角分布得到 ${}^6\text{Li}+{}^7\text{Li}$ 相互作用光学势，利用 ${}^7\text{Li}$ 的价中子方均根半径限制了 ${}^7\text{Li}={}^6\text{Li}\otimes n$ 束缚态光学势参数，然后计算了 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{g.s.}){}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{0.48}){}^6\text{Li}$ 转移反应角分布，将计算结果和实验测量值比较得到 ${}^7\text{Li}$ 基态及第一激发态的中子谱因子。通过拟合 ${}^6\text{Li}$ 的低能中子散射截面得到 ${}^6\text{Li}+n$ 相互作用光学势，继而根据辐射俘获理论计算出 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 激发函数并得到其天体物理反应率。

4.1 ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}$ 相互作用光学势

DWBA理论计算需要反应入射道和出射道光学势，光学势对计算结果影响较大，得到准确的光学势对减小核谱因子误差有着重要作用。 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$ 反应出射道和入射道都是 ${}^6\text{Li}+{}^7\text{Li}$ ，可用同一套光学势计算。 ${}^6\text{Li}+{}^7\text{Li}$ 相互作用光学势可以通过拟合 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 弹散角分布得到，我们利用PTOLEMY 程序[55]对 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 弹散角分布进行了计算，采用的光学势形式为常用的Wood-Saxon势，调节势阱深度 V 、半径 r_0 和弥散度 a 对实验测量值进行拟合，得到的结果列于表4.1中，其中 V 单位为MeV， r_0 和 a 单位为fm。

表 4.1: $E_{c.m.}=23.7\text{MeV}$ 时的 ${}^6\text{Li}+{}^7\text{Li}$ 相互作用光学势参数。

V	r_0	a	V_i	r_i	a_i	R_c	χ^2/point
73.4	0.5	0.92	32.6	1.0	0.8	1.25	4.0

图4.1显示了利用表4.1中的光学势参数计算得到的 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 弹散角分布，同时还显示了 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$ 转移反应在后角区(即弹散的前角区)的微分截面，为了便于比较，转移过程的微分截面已经放大了100倍，从图4.1可以看出，在我们提取 ${}^6\text{Li}+{}^7\text{Li}$ 相互作用光学势的角度范围，转移过程所占的比例小于1%，可以忽略不计。

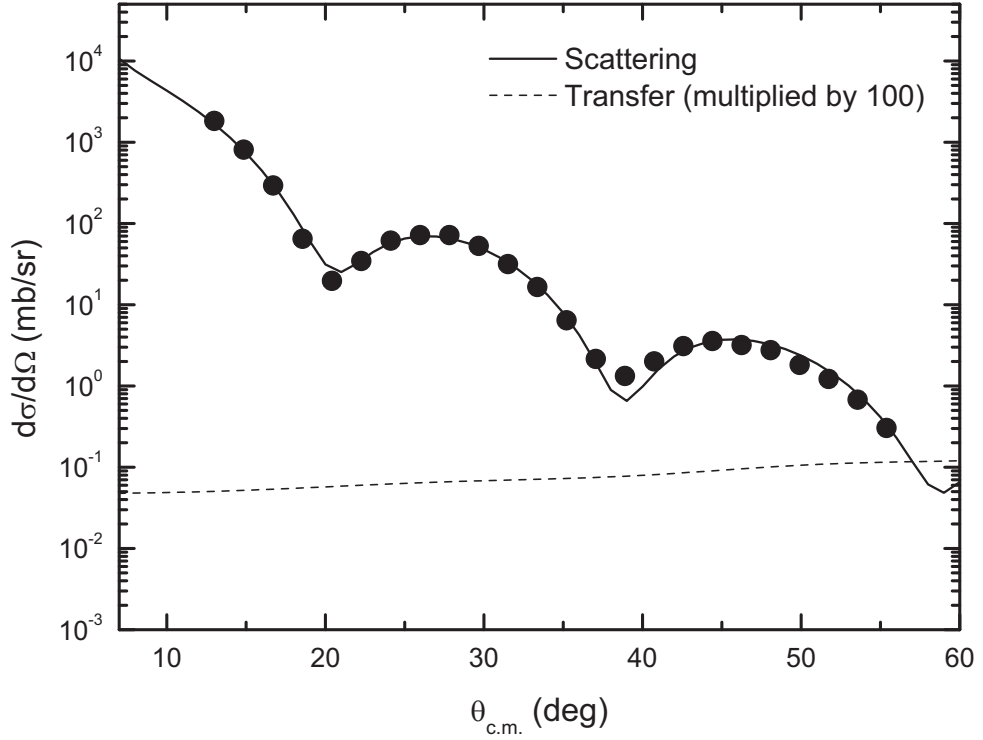


图 4.1: ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 弹散角分布拟合。

4.2 ${}^7\text{Li}={}^6\text{Li}\otimes n$ 束缚态光学势

除了入射道和出射道光学势，DWBA 计算还需要 ${}^7\text{Li}={}^6\text{Li}\otimes n$ 束缚态光学势，在 DWBA 计算程序中，束缚态光学势只需要输入半径 r_0 和弥散度 a ，势阱深度 V 可通过计算重现 ${}^7\text{Li}$ 的中子结合能得到。为了探讨 r_0 和 a 变化对 DWBA 计算带来的影响，我们利用 PTOLEMY 程序对 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{g.s.}){}^6\text{Li}$ 反应的 $1p_{1/2} \rightarrow 1p_{3/2}$ 转移过程进行了计算，图 4.2 显示了分别改变 r_0 和 a 的输入值得到的角分布结果。从图 4.2 中可以看出，固定 r_0 变化 a 或者固定 a 变化 r_0 对 DWBA 计算结果影响都很大，这将给核谱因子计算带来很大误差。为了减小核谱因子误差，必须找到光学势参数 r_0 和 a 之间的联系。

根据核结构理论可知， ${}^7\text{Li}$ 价中子方均根半径可以通过 ${}^7\text{Li}={}^6\text{Li}\otimes n$ 束缚态波函数计算出，

$$\langle r^2 \rangle_v^{1/2} = \left(\int_0^\infty r^4 [\phi(r)]^2 dr \right)^{1/2}. \quad (4.1)$$

反过来，如果能从实验上确定 ${}^7\text{Li}$ 价中子方均根半径，式 (4.1) 也可以用于限制束缚态光学势参数 r_0 和 a 。

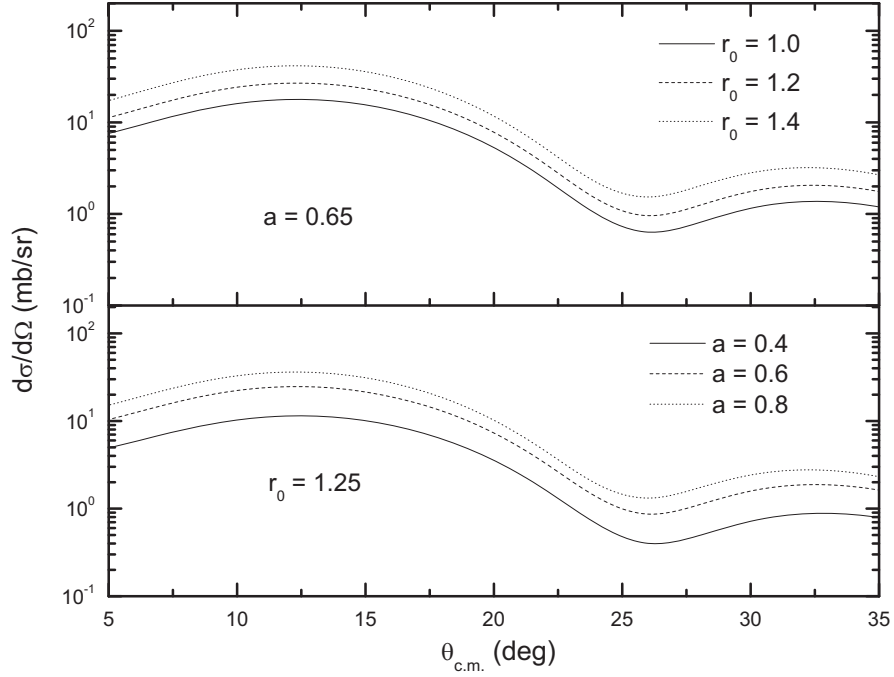


图 4.2: 束缚态光学势参数 r_0 和 a 变化对转移过程角分布计算的影响。

^7Li 价中子方均半径可由 ^6Li 、 ^7Li 及中子的方均半径得到,

$$\langle r^2 \rangle_{^7\text{Li}} = \frac{1}{N+1} \left(N \langle r^2 \rangle_{^6\text{Li}} + \langle r^2 \rangle_n + \frac{N}{N+1} \langle r^2 \rangle_v \right), \quad (4.2)$$

其中 N 为 ^7Li 的中子数。实验测量的 ^6Li 、 ^7Li 中子方均根半径均为2.54 fm[52], 中子方均根半径为0.81 fm, 根据式(4.2)得到 ^7Li 价中子方均根半径为2.78 fm。

我们在1.05-1.45 fm范围内改变束缚态的半径 r_0 , 通过重现 ^7Li 价中子方均根半径确定弥散度 a , 得到了一组束缚态光学势参数 r_0 和 a , 结果列于表4.2中。

表 4.2: 利用 ^7Li 价中子方均根半径限制后的 $^7\text{Li}=^6\text{Li} \otimes n$ 束缚态光学势参数。

序号	$r_0(\text{fm})$	$a(\text{fm})$
1	1.05	0.74
2	1.15	0.70
3	1.25	0.64
4	1.35	0.57
5	1.45	0.49

利用表4.2中的参数, 我们再次对 $^7\text{Li}(^6\text{Li}, ^7\text{Li}_{g.s.})^6\text{Li}$ 反应的 $1p_{1/2} \rightarrow 1p_{3/2}$ 转移过程进行了计算, 得到的结果如图4.3所示。

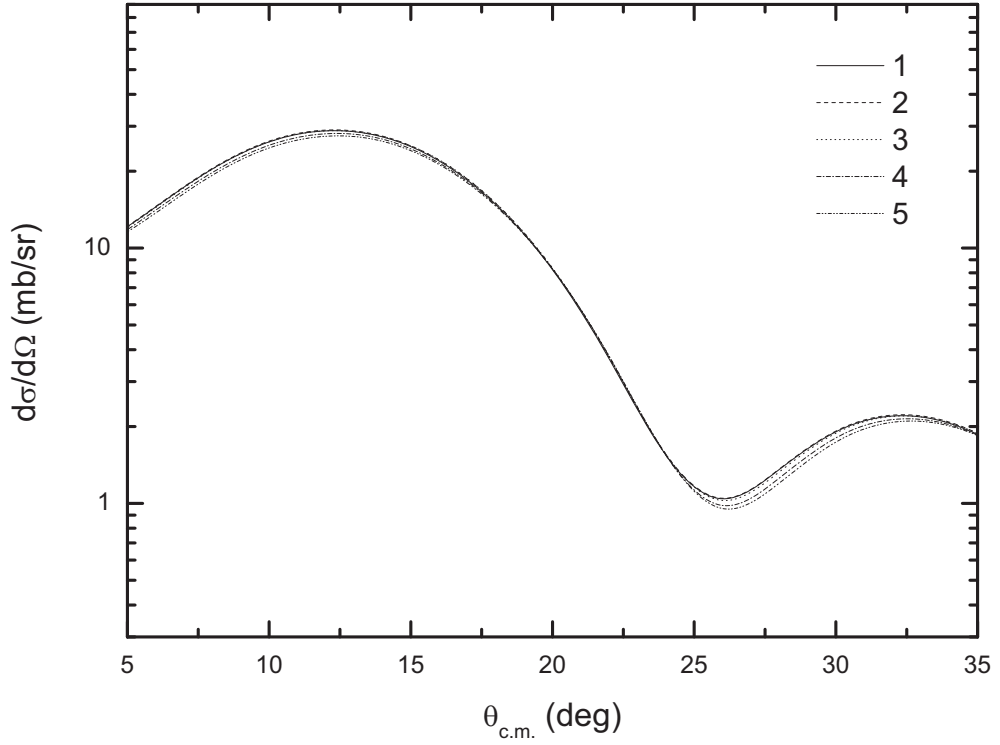


图 4.3: 束缚态光学势参数限制后的转移过程角分布计算。

图4.3和图4.2对比可以看出，经过 ${}^7\text{Li}$ 价中子方均根半径限制后，光学势参数 r_0 和 a 的变化对DWBA计算影响明显要小得多，减小了束缚态光学势参数给核谱因子计算带来的误差。

4.3 ${}^7\text{Li}={}^6\text{Li}\otimes n$ 谱因子的导出

${}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}$ 自旋宇称分别为 1^+ 和 $3/2^-$ ， ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$ 由 $(1^+, 0) \rightarrow (3/2^-, 1/2)$ 跃迁所决定，中子可以布居 ${}^7\text{Li}$ 的 $1p_{1/2}$ 和 $1p_{3/2}$ 态，因此转移过程包含四项： $1p_{1/2} \rightarrow 1p_{1/2}$ 、 $1p_{3/2} \rightarrow 1p_{3/2}$ 、 $1p_{1/2} \rightarrow 1p_{3/2}$ 、 $1p_{3/2} \rightarrow 1p_{1/2}$ 。由于反应体系对称，后两项过程相同。根据式(2.44)，核谱因子、 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$ 反应微分截面的实验测量值、DWBA计算值的关系为

$$\sigma(\theta_c)_{\text{EXP}} = (S_{1,1/2})^2 \sigma(\theta_c)_{\text{DWBA}}^{1/2 \rightarrow 1/2} + (S_{1,3/2})^2 \sigma(\theta_c)_{\text{DWBA}}^{3/2 \rightarrow 3/2} + 2S_{1,1/2}S_{1,3/2} \sigma(\theta_c)_{\text{DWBA}}^{1/2 \rightarrow 3/2} \quad (4.3)$$

其中， $S_{1,1/2}$ 和 $S_{1,3/2}$ 为 ${}^7\text{Li}={}^6\text{Li}\otimes n$ 的 $1p_{1/2}$ 和 $1p_{3/2}$ 态谱因子， $\sigma(\theta_c)_{\text{DWBA}}^x$ 为各个过程的DWBA理论计算值。

4.3.1 ^7Li 基态中子谱因子

由于实验测量不能区分 $1p_{1/2}$ 和 $1p_{3/2}$ 转移过程,无法从式(4.3)分别得到两个态的谱因子,因此我们引入了理论计算的 $S_{1,1/2}$ 和 $S_{1,3/2}$ 的比例值,对于基态是0.674[54]。实际计算需要的谱因子 $S_{g.s.}$ 为两个态之和,于是式(4.3)转化为

$$\sigma(\theta_c)_{\text{EXP}} = S_{g.s.}^2 (0.16\sigma(\theta_c)_{\text{DWBA}}^{1/2 \rightarrow 1/2} + 0.36\sigma(\theta_c)_{\text{DWBA}}^{3/2 \rightarrow 3/2} + 0.48\sigma(\theta_c)_{\text{DWBA}}^{1/2 \rightarrow 3/2}). \quad (4.4)$$

$^7\text{Li}(^6\text{Li}, ^7\text{Li}_{g.s.})^6\text{Li}$ 反应角分布的DWBA计算中,入射道和出射道光学势参数采用表4.1的数据,束缚态的光学势参数采用了表4.2中的数据,经过核谱因子归一的结果如图4.4所示,由于表4.2中的各套光学势计算结果接近,图4.4显示的结果是平均值。图4.4还显示了 $^7\text{Li}(^6\text{Li}, ^6\text{Li})^7\text{Li}$ 弹散在后角区(即转移反应前角区)的微分截面,可以看出,在我们提取核谱因子的角度范围内,弹性散射微分截面和转移过程相比可以忽略不计,对核谱因子的计算影响很小。

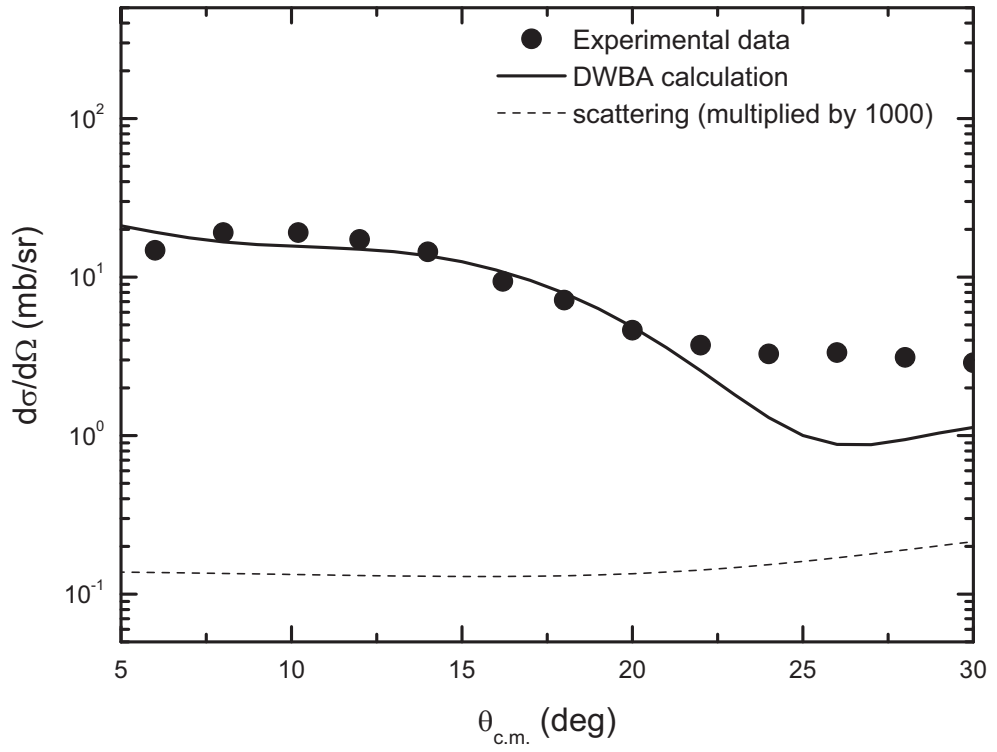


图 4.4: DWBA计算和实验测量的 $^7\text{Li}(^6\text{Li}, ^7\text{Li}_{g.s.})^6\text{Li}$ 反应角分布。

一般来说,转移反应前角区微分截面主要为直接转移过程,多步转移和复合核过程相对较小,因此在利用(4.4)式计算核谱因子时,我们采用了角分布的第一个峰,即前八点实验数据。计算得到的 $^7\text{Li}_{g.s.} = ^6\text{Li} \otimes n$ 核谱因子

为 $S_{g.s.} = 0.78 \pm 0.04$ ，其中，由表4.2中不同光学势参数带来的误差为1%，实验数据带来的误差为5%。

4.3.2 ^7Li 第一激发态中子谱因子

对于 ^7Li 第一激发态的中子谱因子，理论计算的 $1p_{1/2}$ 态只占总谱因子的4%[54]，可以忽略不计。因此激发态核谱因子 $S_{0.48}$ 和角分布的关系简化为

$$\sigma(\theta_c)_{\text{EXP}} = S_{0.48} S_{g.s.} (0.6\sigma(\theta_c)_{\text{DWBA}}^{3/2 \rightarrow 3/2} + 0.4\sigma(\theta_c)_{\text{DWBA}}^{1/2 \rightarrow 3/2}). \quad (4.5)$$

$^7\text{Li}(^6\text{Li}, ^7\text{Li}_{0.48})^6\text{Li}$ 反应出射道与入射道能量相差很小，可以近似认为出射道和入射道光学势相同，仍使用表4.1中的参数，与基态相同，我们对 $^7\text{Li}(^6\text{Li}, ^7\text{Li}_{0.48})^6\text{Li}$ 反应进行了DWBA计算，经过核谱因子归一后的角分布如图4.5所示。根据DWBA计算和实验测量结果，得到 $^7\text{Li}_{0.48} = ^6\text{Li} \otimes n$ 谱因子为 $S_{0.48} = 1.02 \pm 0.07$ ，误差来源于束缚态光学势、实验数据以及基态核谱因子的不确定性。

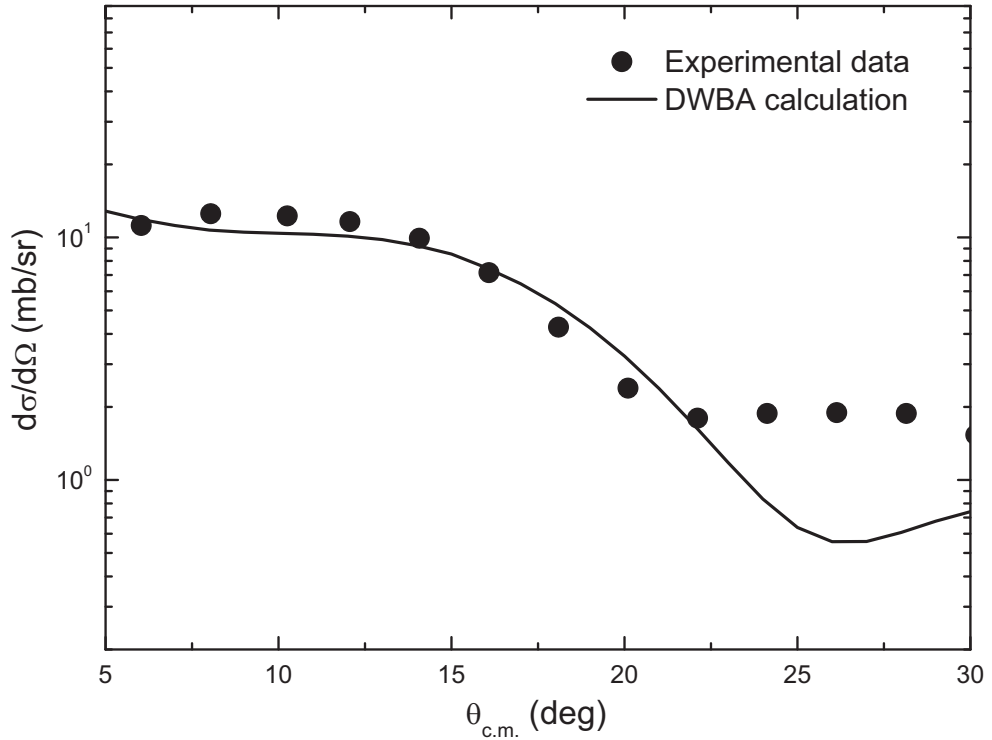


图 4.5: DWBA计算和实验测量的 $^7\text{Li}(^6\text{Li}, ^7\text{Li}_{0.48})^6\text{Li}$ 反应角分布。

表4.3显示了本工作得到的 ^7Li 中子谱因子与现有理论和实验数据的比较。可以看出，我们的结果和理论工作[56–58]以及实验工作[39, 40]在误差范围内相

符合。

表 4.3: 实验和理论得到的 ^7Li 中子谱因子。

$S_{^7\text{Li}_{g.s.}}$	$S_{^7\text{Li}_{0.48}}$	Experiments or theory	Reference
0.72	0.89	theory	[54]
0.80	0.98	theory	[56]
0.79	0.97	theory	[57]
0.77	1.07	theory	[58]
0.90	1.15	$^6\text{Li}(\text{d}, \text{p})$	[38]
0.71		$^7\text{Li}(\text{p}, \text{d})$	[39]
0.72 ± 0.1		$^7\text{Li}(\text{p}, \text{d})$	[40]
0.87		$^7\text{Li}(\text{p}, \text{d})$	[41]
1.85 ± 0.37		$^6\text{Li}(\text{d}, \text{p})$	[42]
0.78 ± 0.04	1.02 ± 0.07	$^7\text{Li}(^6\text{Li}, ^7\text{Li})$	present work

4.4 $^6\text{Li}(n, \gamma)^7\text{Li}$ 天体物理反应率的计算

对于 $^6\text{Li}(n, \gamma)^7\text{Li}$ 反应，大爆炸原初核合成感兴趣的能区为0-100keV，在此能量范围内 $^6\text{Li}(n, \gamma)^7\text{Li}$ 反应主要是s波中子E1辐射俘获到 ^7Li 基态及第一激发态的过程，计算辐射俘获截面的主要参量是核谱因子和入射波波函数，其中核谱因子已经导出，入射波波函数可根据入射道光学势计算，下面先对 $^6\text{Li}+n$ 在低能区的相互作用光学势进行推导。

4.4.1 $^6\text{Li}+n$ 相互作用光学势

$^6\text{Li}+n$ 相互作用光学势通过拟合 $^6\text{Li}(n, n)^6\text{Li}$ 弹性散射截面得到。图4.6显示了在 $E_n=0.69-60$ keV测量得到的弹散激发函数[59]，此能量区域和我们感兴趣的区域相符，适合用来提取所需的光学势，从图4.6 中可以看出， $^6\text{Li}(n, n)^6\text{Li}$ 弹性散射的截面在误差范围内可以认为基本不变，其平均值为0.72 bar。

由于能量范围比较窄(100 keV)，光学势在此范围内变化很小，可以使用同一套光学势参数，计算 $^6\text{Li}(n, n)^6\text{Li}$ 弹性散射截面时使用了Wood-Saxon势，半径 r_0 、弥散度 a 采用了标准值1.25 fm 及0.65 fm，通过调节势阱深度使计算值和实验值相符，得到势阱深度为 $V = 38.9 \pm 0.5$ MeV，误差来源于实验数据。

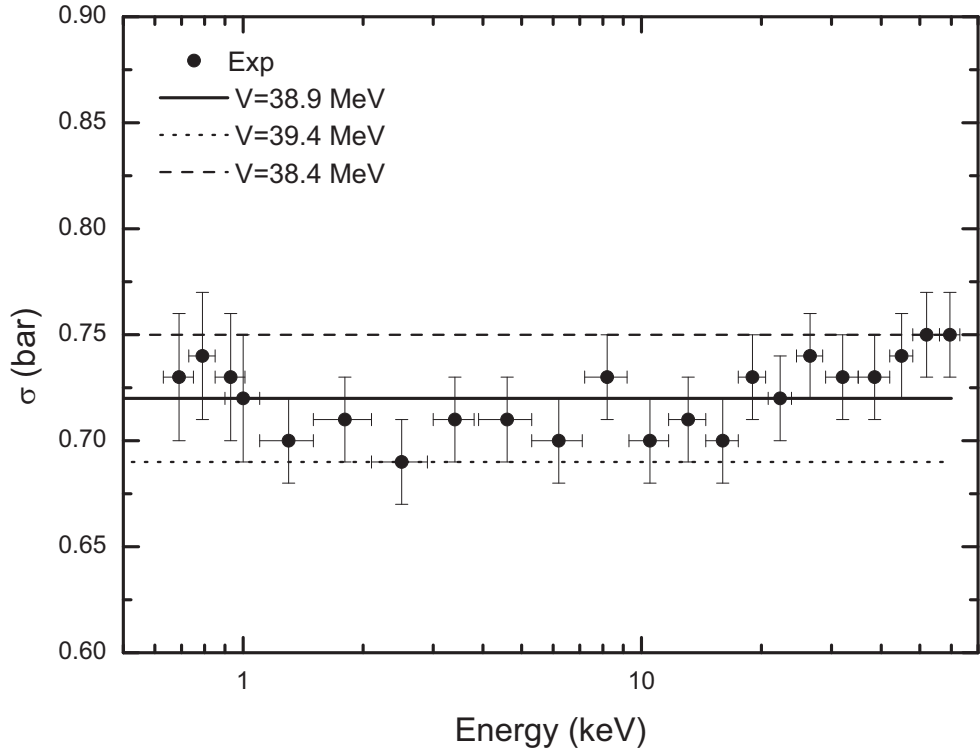


图 4.6: ${}^6\text{Li}(n, n){}^6\text{Li}$ 弹散激发函数拟合。

4.4.2 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应激发函数和天体物理反应率

${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 直接辐射俘获反应截面简化后的具体计算公式为：

$$\sigma_t = \frac{16\pi}{9} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^3 \frac{e_{\text{eff}}^2}{k^2} \frac{1}{\hbar v} \frac{(2I_f + 1)}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} S_{l_f j_f} \times \left| \int_0^\infty r^2 w_{l_i}(kr) u_{l_f}(r) dr \right|^2, \quad (4.6)$$

其中, E_γ 为 γ 射线能量, v 为中子和 ${}^6\text{Li}$ 的相对速度, I_1 、 I_2 以及 I_f 分别为中子、 ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}$ 的自旋。 $e_{\text{eff}} = -ez/(A+1)$ 为中子的有效电荷, $w_{l_i}(kr)$ 为入射道扭曲波波函数, $u_{l_f}(r)$ 为 ${}^7\text{Li}$ 的径向束缚态波函数。

利用得到的核谱因子、 ${}^6\text{Li}+n$ 相互作用光学势和 ${}^7\text{Li}={}^6\text{Li} \otimes n$ 束缚态波函数, 通过式(4.6)计算得到了 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 在天体物理感兴趣能区的激发函数, 如图4.7所示, 其中阴影区为总激发函数1倍标准偏差范围。可以看出, 我们的结果与直接测量[30]在误差范围是相符的。

计算结果显示 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 在天体物理感兴趣能区的激发函数符合 $1/v$ 规律, 根据式(2.5)计算得到 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 天体物理反应率为 $(8.1 \pm 0.6) \times 10^3 \text{ cm}^3 \text{ mol}^{-1} \text{ s}^{-1}$,

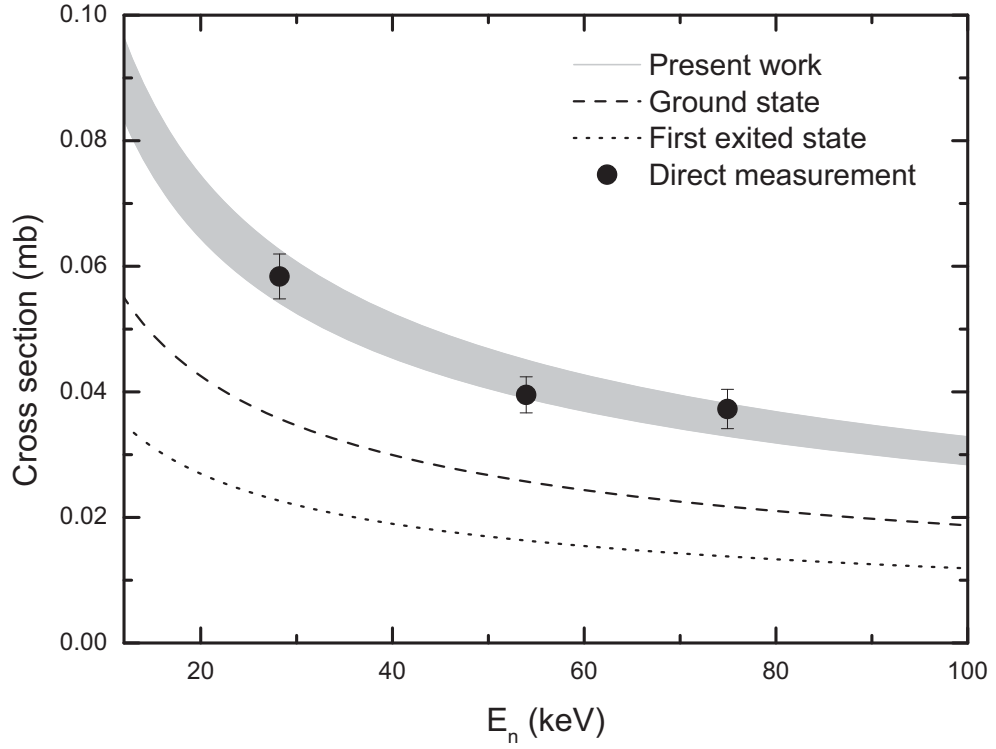


图 4.7: ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应在天体物理感兴趣能区的激发函数。

误差来源于 ${}^7\text{Li} = {}^6\text{Li} \otimes n$ 谱因子(6%)与 ${}^6\text{Li} + n$ 相互作用光学势(4%)。

目前核天体物理反应网络计算中使用的 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 天体物理反应率为 $5.1 \times 10^3 \text{ cm}^3 \text{ mol}^{-1} \text{ s}^{-1}$ [31, 32]。我们的间接测量结果和直接测量数据[30]在误差范围内符合的很好, 得到的反应率比目前网络计算采用的数据高出60%左右。从定性上来说, ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应的直接结果是摧毁 ${}^6\text{Li}$ 并产生 ${}^7\text{Li}$, 因此 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 天体物理反应率的增大意味着大爆炸原初核合成计算得到的 ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ 丰度比将减小, 而目前锂元素丰度问题是 ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ 丰度比的计算值比天文观测结果小很多, 因此 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应率增大有可能导致理论和观测之间的差距进一步扩大。

值得注意的是, ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ 原初核合成丰度并不是某一个反应决定的, 原则上所有相关反应都应考虑进来。目前我们已完成实验研究的相关反应有: ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 、 ${}^6\text{He}(d, n){}^7\text{Li}$ 、 ${}^6\text{He}(p, n){}^6\text{Li}$ 、 ${}^8\text{Li}(p, d){}^7\text{Li}$ 、 ${}^8\text{Li}(d, p){}^9\text{Li}$ 、 ${}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}$ 、 ${}^8\text{Li}(d, n){}^9\text{Be}$ 以及 ${}^8\text{Li}(p, \gamma){}^9\text{Be}$ 。下一步的工作中, 我们将利用实验测量得到的结果对大爆炸原初核合成进行具体的网络计算, 系统地研究我们的实验数据对大爆炸原初核合成 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ 丰度的影响。

4.5 ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ 天体物理 S 因子

${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ 是另一个与 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ 丰度相关的辐射俘获反应，其产物 ${}^7\text{Be}$ 不但能衰变成 ${}^7\text{Li}$ ，还是 p - p 反应链中的重要核素。带电粒子辐射俘获天体物理反应率的主要贡献集中在 Gamow 峰内，利用式(2.22)计算得到在大爆炸原初核合成及恒星氢燃烧过程中 ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ 反应的有效能量范围为 0-0.3 MeV。在此能量范围内， ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ 反应主要是 s 波质子 $E1$ 辐射俘获到 ${}^7\text{Be}$ 基态及第一激发态过程。其反应截面也可通过式(4.6)推导。

${}^7\text{Be} = {}^6\text{Li} \otimes p$ 和 ${}^7\text{Li} = {}^6\text{Li} \otimes n$ 互为镜像核电荷对称系统， ${}^7\text{Be}$ 和 ${}^7\text{Li}$ 基态及第一激发态的自旋宇称相同，可以近似认为 ${}^7\text{Be} = {}^6\text{Li} \otimes p$ 谱因子和 ${}^7\text{Li} = {}^6\text{Li} \otimes n$ 相等，基态为 0.78 ± 0.04 ，激发态为 1.02 ± 0.07 。

${}^6\text{Li}$ 和质子相互作用光学势原则上可通过拟合 ${}^6\text{Li}(p, p){}^6\text{Li}$ 弹散数据得到，由于牵涉的能区较低， ${}^6\text{Li}(p, p){}^6\text{Li}$ 弹散主是库仑散射过程，核相互作用光学势对弹散截面和角分布计算结果影响很小，因此很难从弹散的实验数据中得到光学势的信息。Dave 和 Gould 对 7-15 MeV 范围内的 $1p$ 壳核中子质子散射截面进行了系统研究[60]，结果表明对于中子质子数相同的核素，如 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^{10}\text{B}$ 、 ${}^{12}\text{C}$ 等，其中子和质子作用光学势基本相同，只在势阱深度上相差一个库仑修正项 $\Delta V = 0.4Z/A^{1/3}$ ，如图 4.8 所示。

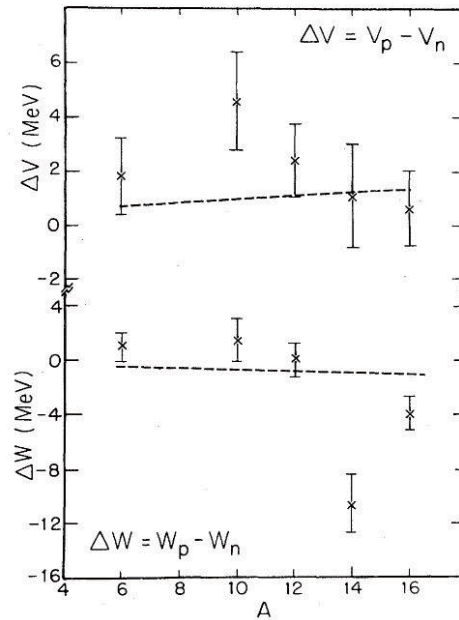


图 4.8: 轻核素中子质子光学势的库仑修正。

将此规律推广到天体物理感兴趣的能区，得到 ${}^6\text{Li}+p$ 相互作用光学势的势

阱深度为 39.6 ± 0.5 MeV, 半径和弥散度仍为1.25 fm和0.65 fm。利用式(4.6)计算得到 ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ 在天体物理感兴趣能区的激发函数, 为了便于比较, 根据式(2.18), 我们将激发函数转化为天体物理 S 因子与能量的关系, 结果如图4.9所示, 图中阴影区为总 S 因子1倍标准偏差范围。

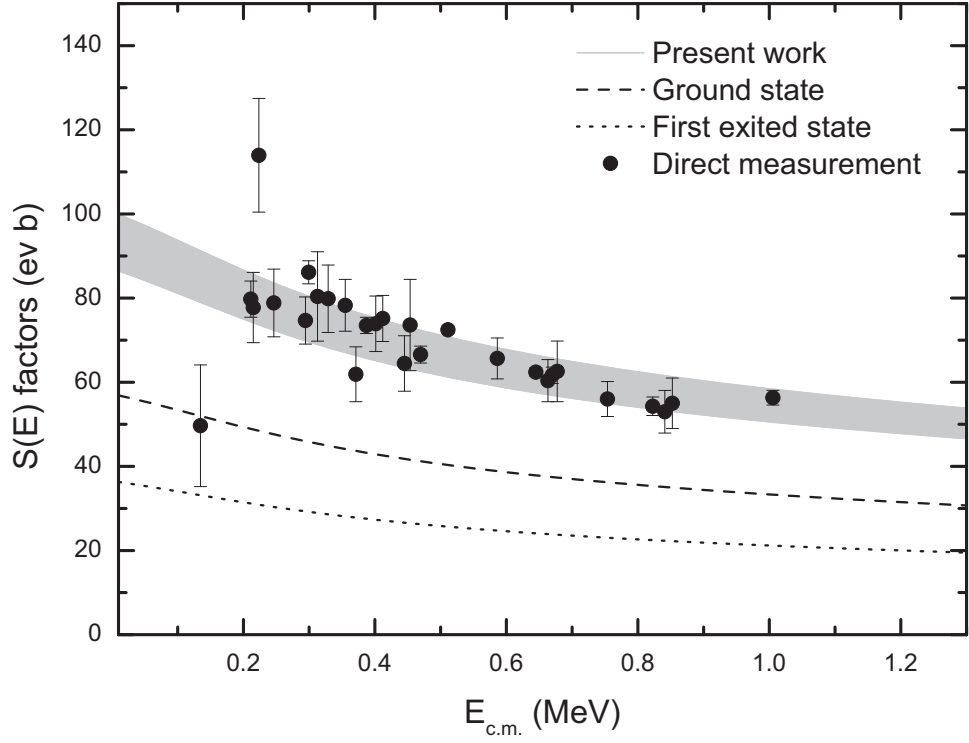


图 4.9: ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ 天体物理 S 因子与能量的关系。

图4.9中还显示了直接测量得到的数据[61], 从图中可以看出, 我们的结果和实验测量符合得很好。另外, 实验测量通过 γ 射线能量将基态和激发态反应分开, 得到基态反应贡献占61%, 激发态反应贡献占39%, 而我们计算的结果也是基态反应贡献占61%, 激发态反应贡献占39%, 和直接测量完全符合, 再次验证了核谱因子方法在推导直接辐射俘获反应截面中的可靠性。

第五章 论文总结

中子辐射俘获反应在多种天体核合成过程中起着十分重要的作用，作为连接锂的两个稳定同位素的桥梁， ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应率的大小直接影响到宇宙演化过程中 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ 的丰度值。研究 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应对探讨长期困扰核天体物理学的原初核合成锂丰度异常问题具有重要意义。

${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应在天体物理感兴趣能区的截面主要决定于 s 波中子到 ${}^7\text{Li}$ 基态及第一激发态的 $E1$ 辐射俘获过程。2000年，Ohsaki等人对天体物理感兴趣能区的 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应进行了直接测量，根据该实验结果得到的天体物理反应率明显高于目前SBBN模型计算中采用的数据，因此很有必要通过独立的测量进行检验和澄清。利用核谱因子确定直接辐射俘获过程截面是一种行之有效的间接测量方法。核谱因子可以通过比较理论计算和实验测量的单粒子转移反应角分布得到。

我们利用Q3D高分辨磁谱仪测量 ${}^6\text{Li}$ 束流轰击天然 LiF 靶的反应产物，束流能量和靶厚分别为44 MeV和530 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 。通过连续改变Q3D磁谱仪角度得到 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 弹性散射、 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{g.s.}){}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{0.48}){}^6\text{Li}$ 转移反应的前角区角分布。

通过拟合 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ 弹性散射角分布得到 ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}$ 相互作用的光学势参数，并用于 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{g.s.}){}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}_{0.48}){}^6\text{Li}$ 转移过程的DWBA计算。比较理论计算和实验测量的角分布得出 ${}^7\text{Li}$ 基态及第一激发态的中子谱因子，分别为 0.78 ± 0.04 和 1.02 ± 0.07 ，进而计算出了 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 在天体物理感兴趣能区的激发函数，我们的结果和Ohsaki等人的直接测量值在误差范围内相符合，并且遵循中子俘获反应截面的 $1/v$ 规律。最终得到 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 天体物理反应率为 $(8.1 \pm 0.6) \times 10^3 \text{ cm}^3\text{mol}^{-1}\text{s}^{-1}$ ，比此前SBBN模型计算采用的数据高出60%左右。今后，我们拟进一步研究 ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ 以及我们已经测量的其它相关反应对 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ 原初核合成丰度值的影响。

此外，利用镜像核电荷对称原理，我们用得到的核谱因子计算了 ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ 天体物理 S 因子，结果和Switkowski等人的直接测量相符，并且基态和激发态截面的比例与实验测量完全吻合。

参考文献

- [1] 卢希庭, 江栋兴, 叶沿林, 原子核物理, 原子能出版社(2000).
- [2] Eddington A S, The Internal Constitution of the Stars, *Nature* **106**(1920)14.
- [3] Bethe H A, Energy Production in Stars, *Phys. Rev.* **55**(1939)103.
- [4] Burbidge E M, Burbidge G R, Fowler W A and Hoyle F, Synthesis of the elements of stars, *Rev. Mod. Phys.* **29**(1957)547.
- [5] Hubble E P, A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae, *Proc. Nat. Acad. Sci.* **15**(1929)168.
- [6] Lemaitre G, The Evolution of the Universe: Discussion, *Nature* **128**(1931)699.
- [7] Gamow G, Expanding Universe and the Origin of Elements, *Phys. Rev.* **70**(1946)572.
- [8] Gamow G, The evolution of the universe, *Nature* **162**(1948)680.
- [9] Alpher R A and Herman R C, On the Relative Abundance of the Elements, *Phys. Rev.* **74**(1948)1737.
- [10] Penzias A A and Wilson R W, A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s, *Astrophys. J.* **142**(1965)419.
- [11] Hoyle F and Taylor R J, The Mystery of the Cosmic Helium Abundance, *Nature* **203**(1964)1108.
- [12] Wagoner R V, Fowler W A and hoyle F, On the Synthesis of Elements at Very High Temperatures, *Astrophys. J.* **148**(1967)3.
- [13] 李宗伟, 肖兴华, 天体物理学, 高等教育出版社.
- [14] Rolf C E and Rodney W S, *Cauldron in the Cosmos*, The university of Chicago Press (1988).

-
- [15] Austin S M, The creation of the light elements-cosmic rays and cosmology, *Progr. Part. Nucl. Phys* **7**(1981)1.
- [16] Bahcall J N et al., New Solar-Neutrino Flux Calculations and Implications Regarding Neutrino Oscillations, *Phys. Rev. Lett.* **45**(1980)945.
- [17] Woosley S E and Hoffman R D, The alpha-process and the r-process, *Astrophys. J.* **395**(1992)202.
- [18] Spite F and Spite M, Abundance of lithium in unevoled halo stars and old disk stars-Interpritation and consequences *A&A* **115**(1982)357.
- [19] Ryan S G et al., Primordial Lithium and Big Bang Nucleosynthesis, *Astrophys. J.* **530**(2000)L57.
- [20] Smith V V, Lambert D L and Nissen P E, The ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ ratio in the metal-poor halo dwarfs HD 19445 and HD 84937, *Astrophys. J.* **408**(1993)262.
- [21] Hobbs L M and Thorburn J A, Lithium isotope ratios in six halo stars, *Astrophys. J.* **428**(1994)L25.
- [22] Cayrel et al., New high S/N observations of the ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ blend in HD 84937 and two other metal-poor stars, *A&A* **343**(1999)932.
- [23] Nissen P E et al., Isotopic lithium abundances in five metal-poor disk stars, *A&A* **348**(1999)211.
- [24] David L L, Lithium in Very Metal-poor Dwarf Stars-Problems for Standard Big Bang Nucleosynthesis? *AIP Conf. Proc.* **743**(2004)206.
- [25] Amsler C et al., The Review of Particle Physics, *Phys. Lett. B* **667**(2008)1.
- [26] Dunkley J et al., Five years Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: likelihood and parameters from the WMAP data, *Astrophysics Journal Supplement Series*, **180**(2009)306.
- [27] Coc A et al., Updated Big Bang Nucleosynthesis Compared with Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations and the Abundance of Light Elements, *Astrophys. J.* **600**(2004)544.
- [28] Forestini M, Low-mass stars: pre-main sequence evolution and nucleosynthesis, *A&A* **285**(1994)473.

- [29] Thomas D et al, Primordial nucleosynthesis and the abundances of beryllium and boron, *Astrophys. J.* **406**(1993)569.
- [30] Ohsaki T et al., KeV-neutron capture cross sections of light nuclei and nucleosynthesis, *AIP Conf. Proc.* **529**(2000)458.
- [31] Malaney R A and Fowler W A, On nuclear reactions and ^9Be Production in inhomogeneous cosmologies, *Astrophys. J.* **345**(1989)L5.
- [32] Nollett K M, Lemoine M and Schramm D N, Nuclear reaction rates and primordial ^6Li , *Phy. Rev. C* **56**(1997)1144.
- [33] Weiping Liu 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**(1996)611.
- [34] Weiping Liu 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**(2003)275.
- [35] Zhihong Li et al., The $^8\text{Li}(d, p)^9\text{Li}$ reaction and the astrophysical $^8\text{Li}(n, \gamma)^9\text{Li}$ reaction rate, *Phy. Rev. C* **71**(2005)052801(R).
- [36] SU Jun et al., Astrophysical Reaction Rates of the $^8\text{Li}(p, \gamma)^9\text{Be}$ Direct Capture, *Chin. Phys. Lett.* **23**(2006)55.
- [37] Zhihong Li et al., The $^{13}\text{N}(d, n)^{14}\text{O}$ reaction and the Astrophysical $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ Reaction Rate, *Phy. Rev. C* **74**(2006)035801.
- [38] Schiffer J P et al., Study of the (d, p) reactions in 1p shell, *Phy. Rev.* **164**(1967)1274.
- [39] Li T Y and Mark S K, DWBA analysis of $^6\text{Li}(p, d)^5\text{Li}$ and $^7\text{Li}(p, d)^6\text{Li}$ reactions at 100MeV, *Nucl. Phys. A* **123**(1969)147.
- [40] Towner I S, A DWBA analysis of (p, d) reactions on light nuclei at 156MeV, *Nucl. Phys. A* **126**(1969)97.
- [41] Fagerström B et al., The $^{6,7}\text{Li}(p, d)$ reaction at 185 MeV, *Phys. Scr* **13**(1976)101.
- [42] Tsang M B, Lee J and Lynch W G, Survey of ground state neutron spectroscopic factors from Li to Cr isotopes, *Phys. Rev. Lett.* **95**(2005)22250.

- [43] Potthast K W et al., Potential interaction and transfer in elastic ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ and inelastic ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}_{0.48}$ scattering at $E_{lab}=9-40$ MeV, Nucl. Phys. A **629**(1998)656.
- [44] Buchmann L, D'Auria J M and Mccorquodale P, Stellar reaction rates of alpha capture on light nuclei and their astrophysical implications, Astrophys. J. **324**(1988)953.
- [45] Bardayan D W et al., Observation of the Astrophysically Important 3^+ State in ${}^{18}\text{Ne}$ via Elastic Scattering of a Radioactive ${}^{17}\text{F}$ Beam from ${}^1\text{H}$, Phy. Rev. Lett. **83**(1999)45.
- [46] Wang Y B et al., ${}^{13}\text{N}+p$ elastic resonance scattering via a thick-target method, Phy. Rev. C **77**(2008)044304.
- [47] Jin S J et al., Excited States in ${}^{18}\text{Ne}$ Studied via ${}^{17}\text{F}+p$, Chin. Phys. Lett. **27**(2010)032102.
- [48] Baur G, Bertulani C A and Rebel H, Coulomb dissociation as a source of information on radiative capture processes of astrophysical interest, Nucl. Phys. A **458**(1986)188.
- [49] Bertulani C A and Baur G, Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions, Phys. Rep. **163**(1988)299.
- [50] Motobayashi T et al., Coulomb Dissociation of ${}^8\text{B}$ and the ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ Reaction at Low Energies, Phy. Rev. Lett. **73**(1994)2680.
- [51] Iwasa N et al., Measurement of the Coulomb Dissociation of ${}^8\text{B}$ at 254 MeV/nucleon and the ${}^8\text{B}$ Solar Neutrino Flux, Phy. Rev. Lett. **83**(1999)2910.
- [52] Tanihata I et al., Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p-Shell Region, Phy. Rev. Lett. **55**(1985)2676.
- [53] Cobern M E, Pisano D J and Parker P D, Alpha-transfer reactions in light nuclei. III. $({}^7\text{Li}, t)$ stripping reaction, Phy. Rev. C **14**(1976)491.
- [54] Cohen S and Kurath D, Spectroscopic Factors For The 1p Shell, Nucl. Phys. A **101**(1967)1.

- [55] Macfarlane M H and Pieper S C Argonne Nat. Lab. Report No. ANL-76-11 (1976)(unpublished).
- [56] Barker F C, Intermediate coupling shell model calculations for light nuclei, Nucl. Phys. A **83**(1966)418.
- [57] Varma S and Goldhammer P, Wave functions in 1p shell nuclei, Nucl. Phys. A **125**(1969)193.
- [58] Kumar N Effective interaction calculations for nuclei of mass 6 to 9, Nucl. Phys. A **225**(1974)221.
- [59] Alfimenkov V P et al., Interaction of intermediate and fast neutrons with Li-6 nucleus, J, YF **36**(1982)1089,8211.
- [60] Dave J H and Gould C R, Optical model analysis of scattering of 7- to 15-MeV neutrons from 1-p shell nuclei, Phy. Rev. C **28**(1983)2212.
- [61] Switkowski Z E et al., Cross section of the reaction ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$, Nucl. Phys. A **331**(1979)50.

读博期间发表文章目录

- [1] **SU Jun**, LI Zhi-Hong et al., Neutron spectroscopic factors of ${}^7\text{Li}$ and astrophysical ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ reaction rates, Chin. Phys. Lett. 27(2010)052101.
- [2] **J. Su**, Z. H. Li et al., Alpha decay half-life of ${}^{147}\text{Sm}$ in metal samarium and Sm_2O_3 , To be published in Euro. Phys. J. A.
- [3] Z. H. Li, **J. Su**, et al., ${}^2\text{H}({}^6\text{He}, {}^7\text{Li})n$, ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{13}\text{N}$ reactions and ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$ astrophysical S(E) factors, Nucl. Phys. A 834(2010)661c.
- [4] LI ZhiHong, **SU Jun** et al., Determination of the ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$ reaction rates from the ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{13}\text{N}$ reaction, Sci China Phys Mech Astron 53(2010)658.
- [5] LIAN Gang, **SU Jun** et al., Enhancement of β^+ -decay rate of ${}^{22}\text{Na}$ in metal Pd at low temperature, Chin. Phys. Lett. 25(2008)70.
- [6] Z. H. Li,..., **J. Su** et al., ${}^{13}\text{N}(d, n){}^{14}\text{O}$ reaction and the astrophysical ${}^{13}\text{N}(p, \gamma){}^{14}\text{O}$ reaction rate, Physical Review C 74(2006)035801.
- [7] 王友宝,..., **苏俊**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(2006)202.
- [8] 曾晟,...,**苏俊**等, ${}^{13}\text{N}$ 次级束的产生, 原子能科学技术41(2007)513.
- [9] W. P. Liu,..., **Jun Su** et al., Nuclear reactions of astrophysical interest for lithium isotopes, POS(NIC X)011.
- [10] Y. B. Wang,..., **J. Su** et al., ${}^{13}\text{N}+p$ elastic resonance scattering via a thick-target method, Physical Review C 77(2008)044304.
- [11] 李云居,...,**苏俊**等, ${}^6\text{He}(p, \gamma){}^7\text{Li}$ 反应的实验设计与束流准备, 原子能科学技术42(2008)1.
- [12] 郭冰,...,**苏俊**等, 天体物理重要反应 ${}^{13}\text{N}(p, \gamma){}^{14}\text{O}$ 的实验研究, 原子能科学技术97(2009)43.

-
- [13] LI Yun-Ju,..., **SU Jun** et al., Measurement of angular distribution for the $^8\text{Li}(p, d)^7\text{Li}$ reaction, Chin. Phys. Lett. 25(2008)455.
- [14] QIN Xing,..., **SU Jun** et al., Levels in ^{13}N examined by $^{12}\text{C}+p$ elastic resonance scattering with thick target, Chin. Phys. C 32(2008)957.
- [15] WANG You-Bao,..., **SU Jun** et al., Simulation an analysis of $^{13}\text{N}+p$ elastic resonance scattering, Chin. Phys. C 33(2009)181.
- [16] Z.H.Li..., **Jun Su** et al., First measurement of the $^2\text{H}(^6\text{He}, ^7\text{Li})n$ angular distribution and proton spectroscopic factors in ^7Li , Euro. Phys. J. A Lett. 44(2010)1.
- [17] Y. B. Wang,..., **J. Su** et al., Elastic resonance scattering of $^{13}\text{N}+p$ and $^{17}\text{F}+p$ Nucl. Phys. A 834(2010)100c.
- [18] W. P. Liu,..., **J. Su** et al., Lithium induced nuclear reactions of astrophysical interest, Nucl. Phys. A 834(2010)651c.
- [19] JIN Sun Jun,..., **SU Jun** et al., Excited States in ^{18}Ne Studied via $^{17}\text{F}+p$, Chin. Phys. Lett. 27(2010)032102.

致 谢

首先要衷心感谢我的导师李志宏研究员多年以来对我的悉心教导和关怀，他敏锐的物理思想、深厚的理论基础、精湛的实验技术使我获益匪浅。对科研工作的热忱，严谨细致、一丝不苟的工作作风对我影响至深。李老师非常重视对年轻人的锻炼和培养，平时经常与我们进行交流和讨论，使我受益良多，在工作上给予我耐心的指导，鼓励并指引我克服了许多工作中遇到的困难。本论文工作的整个过程，从实验方案设计、实验实施、数据分析处理到理论推导计算都贯穿着李老师的细心指导，再次衷心感谢李老师对我的培养。

感谢白希祥研究员长期对我的关心和支持，特别是在论文的写作和修改上给予的巨大帮助，白老师对事业的热爱、渊博的专业知识、勤奋的工作作风、高尚的道德情操给我留下了深深的印象。

感谢柳卫平研究员和王友宝研究员，他们对论文工作提出了很多宝贵意见，对工作的顺利进行起到了重要作用。

感谢RNB组成员连刚、郭冰、曾晟、王宝祥、颜胜权、李云居、李二涛、金孙均、刘鑫在实验过程以及日常工作中的大力支持和帮助。

李志常研究员和刘建成在Q3D谱仪的计算和操作使用方面给我们大量帮助，保证了实验的顺利完成，在此对他们表示感谢。

感谢串行加速器运行人员和制靶人员在实验过程中给予的帮助。

感谢妻子贺敬宾和父母亲对我的无私奉献和默默支持。

本论文工作得到了国家重点基础研究发展规划973项目(2007CB815003)和国家自然科学基金(10675173, 10735100, 10975193)的资助。