

# 关于头三年研究目标的初步设想

----为连续获得创新群体资助而战----

1. 利用已有实验和理论成果，进行束缚态 $\beta$ 衰变对s-过程核合成影响的网络方程计算→一篇APJ论文；
2. s-主过程中子源 $^{13}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应的间接测量(郭冰) → 一篇PRC/PLB/JPG级论文；
3. 柳尽快与LUNA联系，派1-2人参加它们预定在2013年前开展的 $^2\text{H}(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$ 反应的测量，结合施的贫金属星Li丰度研究、苏的论文成果(修改后投国外期刊)、SBBN网络计算，研究Li丰度的难题→一篇APJ论文；
4. 细致总结Q3D的实验成果，从中精选出2-3项？发表PRC/PLB/JPG论文；
5. 兰州何领导（苏、李参加）的 $^{17}\text{F}$ 实验的总结→一篇PRC/PLB/JPG论文；
6. 加拿大实验数据的分析、总结→？论文；
7. 兰州、北京加速器上新实验计划的制定，包括间接测量和厚靶实验；
8. 新国际合作项目的设想；
9. 理论研究课题的计划（陈）
10. 唐/美国 实验计划
11. PRL论文如何产生？

## 题目：实验核天体物理的进展与挑战

- 一、引言
- 二、恒星演化和各种核燃烧过程
- 三、恒星平稳演化阶段的核燃烧模式及主要反应
- 四、恒星爆发性事件中的核燃烧过程及特点
- 五、实验核天体物理面临的挑战
- 六、恒星平稳氢燃烧、氦燃烧和碳燃烧若干关键  
热核反应研究的进展和地下实验室的贡献
- 七、恒星物理环境对核过程的影响
- 八、大爆炸原初核合成

# 一、引言

## (1) 核天体物理学形成与发展的两个里程碑

♥ 1930'年代末贝特等三位学者各自独立地提出了太阳和恒星的能源主要来自它们内部氢通过p-p反应链和CNO循环转化为氦的聚变反应的理论。贝特因帮助天文学家们弄清了令人困惑的恒星能源问题而荣获了1967年度诺贝尔物理学奖。贝特等的工作不仅阐明了恒星的能源，而且揭示了它与元素起源之间的紧密联系，从而开辟了核天体物理这一交叉学科。但他们没有论及氢燃烧之后恒星如何演化以及氦以上的元素是如何生成的。

♥ 二战后福勒等四位学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。他们发现，可以通过 $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}^*(7.65 \text{ MeV 激发态}) \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$ 反应实现氦燃烧。这一发现为元素起源的研究揭开了新的一页。1957年在现代物理评论上发表了著名的B<sup>2</sup>FH论文，阐明了恒星在赫罗图上的演化进程和各阶段中发生的八种核合成过程，以及超新星爆发和大质量恒星演化的关系。福勒因在元素核合成方面的杰出贡献而与另一位对恒星结构和演化，特别是白矮星理论研究做出重大贡献的天体物理学家钱德拉塞卡分享了1983年度诺贝尔物理学奖。他在获奖时的讲稿中进一步阐述了实验和理论核天体物理-元素起源探索的成就。1980'年代以来获得的大量研究成果进一步丰富和发展了核天体物理学。

## (2) 核天体物理的研究目标

核燃烧是恒星抗衡引力收缩的能源，也是宇宙中除氢以外所有元素赖以合成的唯一机制，在原始大爆炸之后最初几分钟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。

核天体物理是研究微观世界的核物理与研究宏观世界的天体物理相融合形成的天体物理分支学科，它应用核物理的知识和规律探讨：

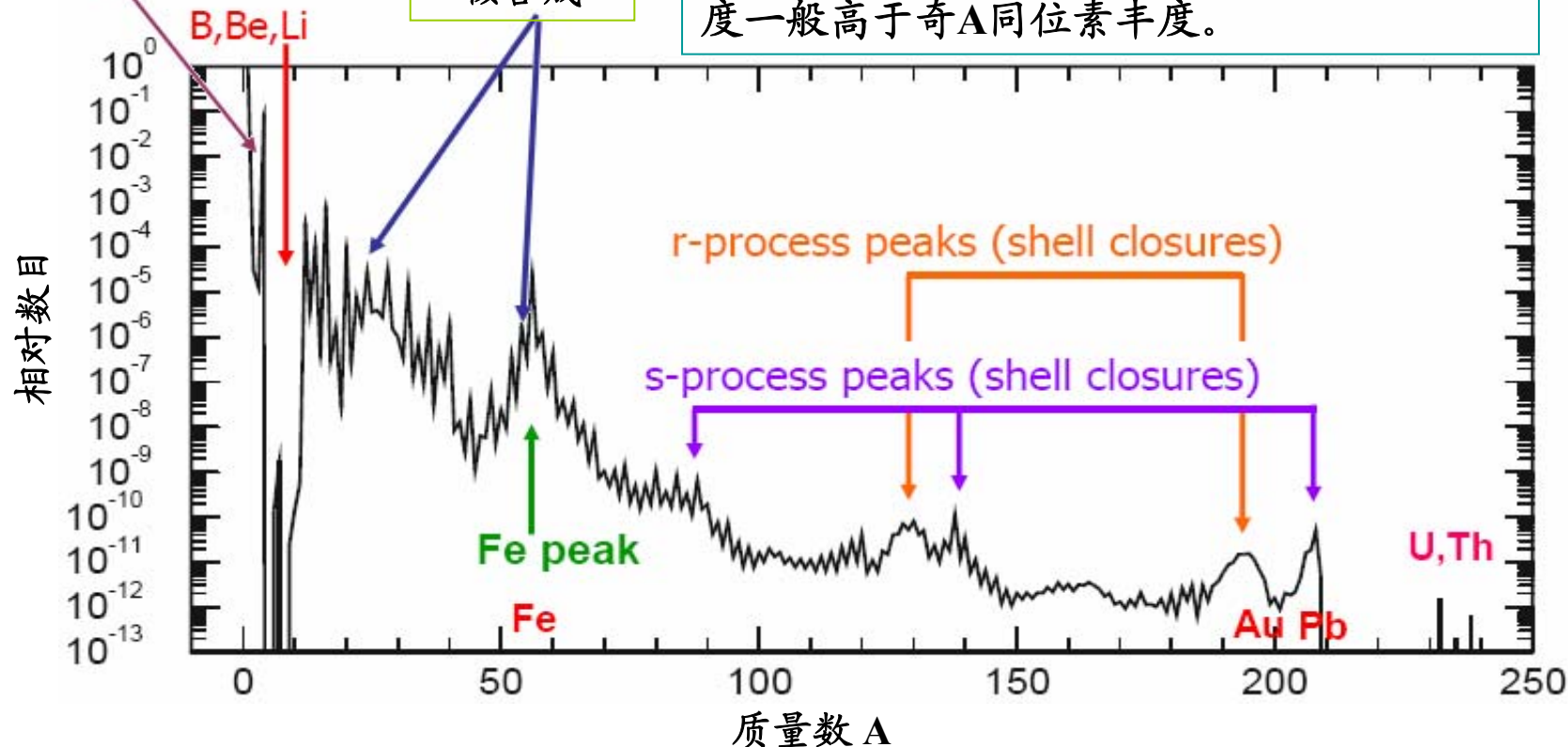
- ♥ 恒星中核燃烧产生的能量及其对恒星结构和演化的影响
- ♥ 宇宙中各种元素和同位素合成的过程、时间、物理环境、天体场所及丰度分布（基本内容）
- ♥ 大爆炸以来宇宙中与原子核相关的印迹
- ♥ 白矮星、中子星、脉冲星和黑洞的形成、结构及特性
- ♥ 宇宙射线的起源及其与星际气体的相互作用
- ♥ 星系的化学演化
- ♥ 中微子和 $\gamma$ 射线天文

(3) 在陨石和太阳光球中观测到的核素丰度分布:宇宙演化进程中核过程的遗迹。太阳只是星系演化过程中形成的一颗较小的处于氢燃烧阶段的主序星,其中的核燃烧将以氦闪光结束,对星系演化和核素合成的影响和贡献甚微。图中显示的基本上表征太阳系诞生时的和宇宙中的核素丰度分布。取自N. Grevesse and A.J.Sauval, Standard solar composition. Space Science Review, 85(1998)161-174

大爆炸原  
初核合成

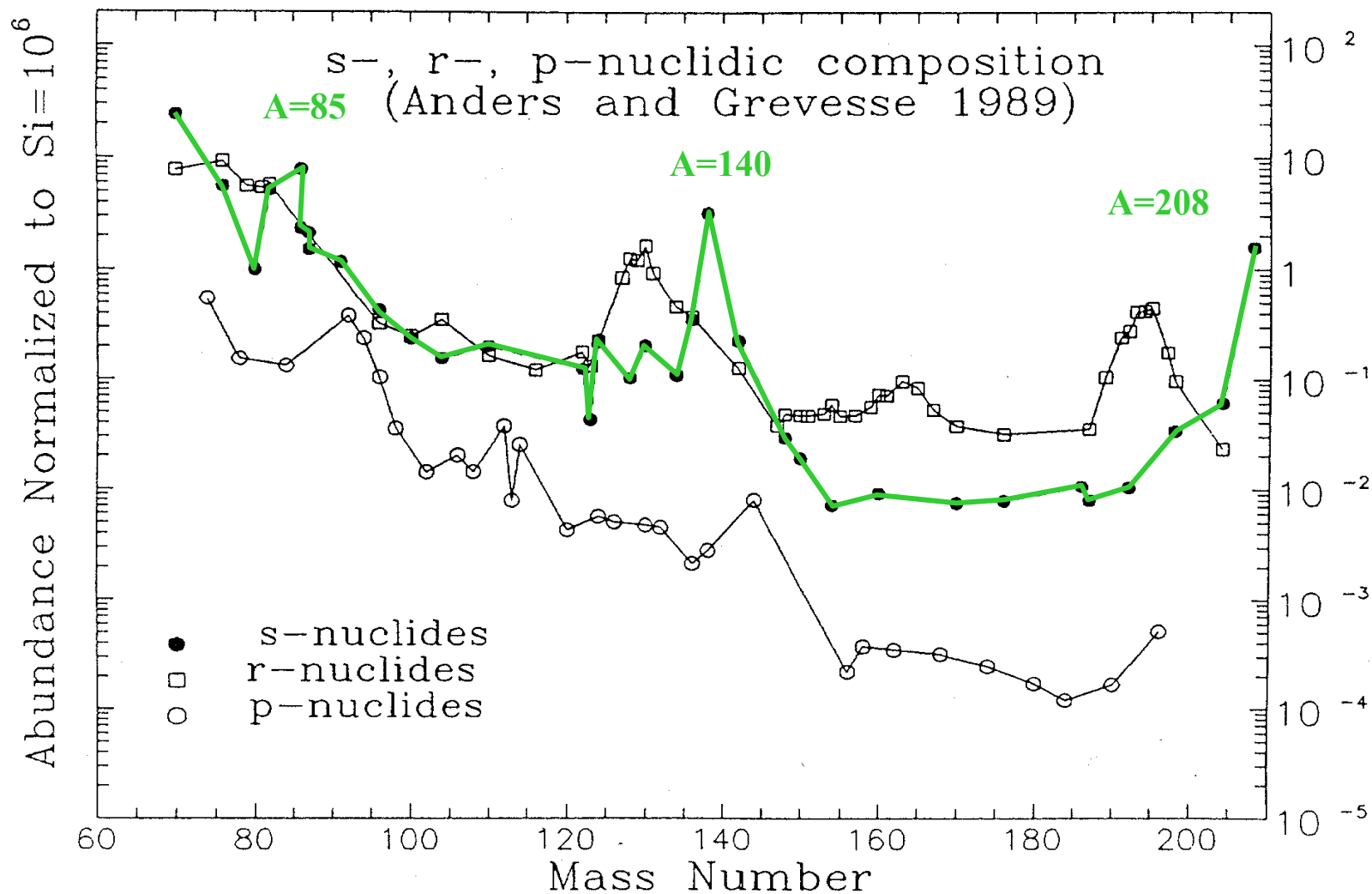
恒星中的  
核合成

本人粗略估算:  $Z \geq 6$  核的总数约占  $1.16 \times 10^{-3}$ ;  
 $Z \geq 26$  核的总数约占  $3.3 \times 10^{-5}$ 。偶A同位素丰度一般高于奇A同位素丰度。

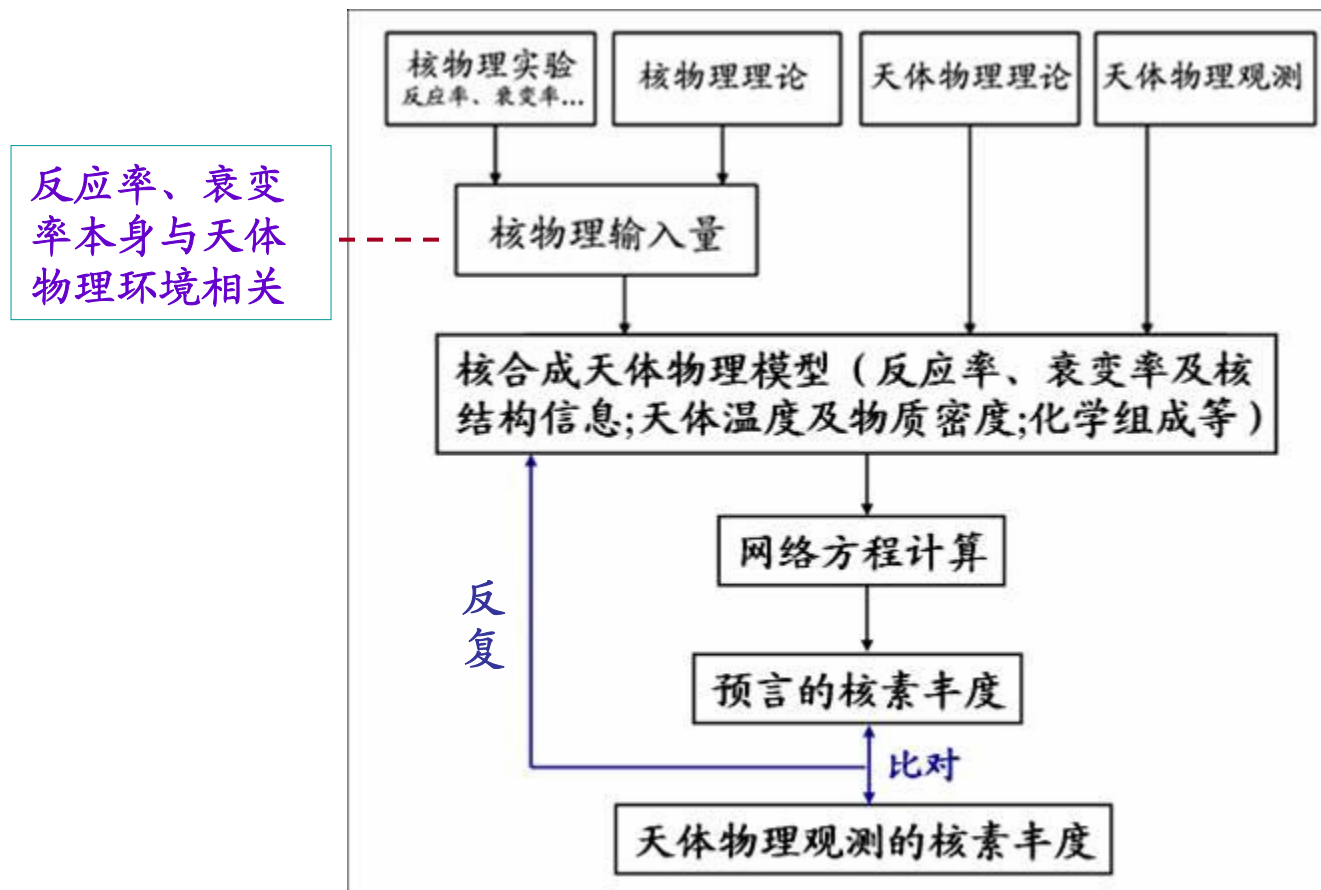




# 对 $\text{Si}=10^6$ 归一化的 s-, r- 和 p-过程核素丰度分布



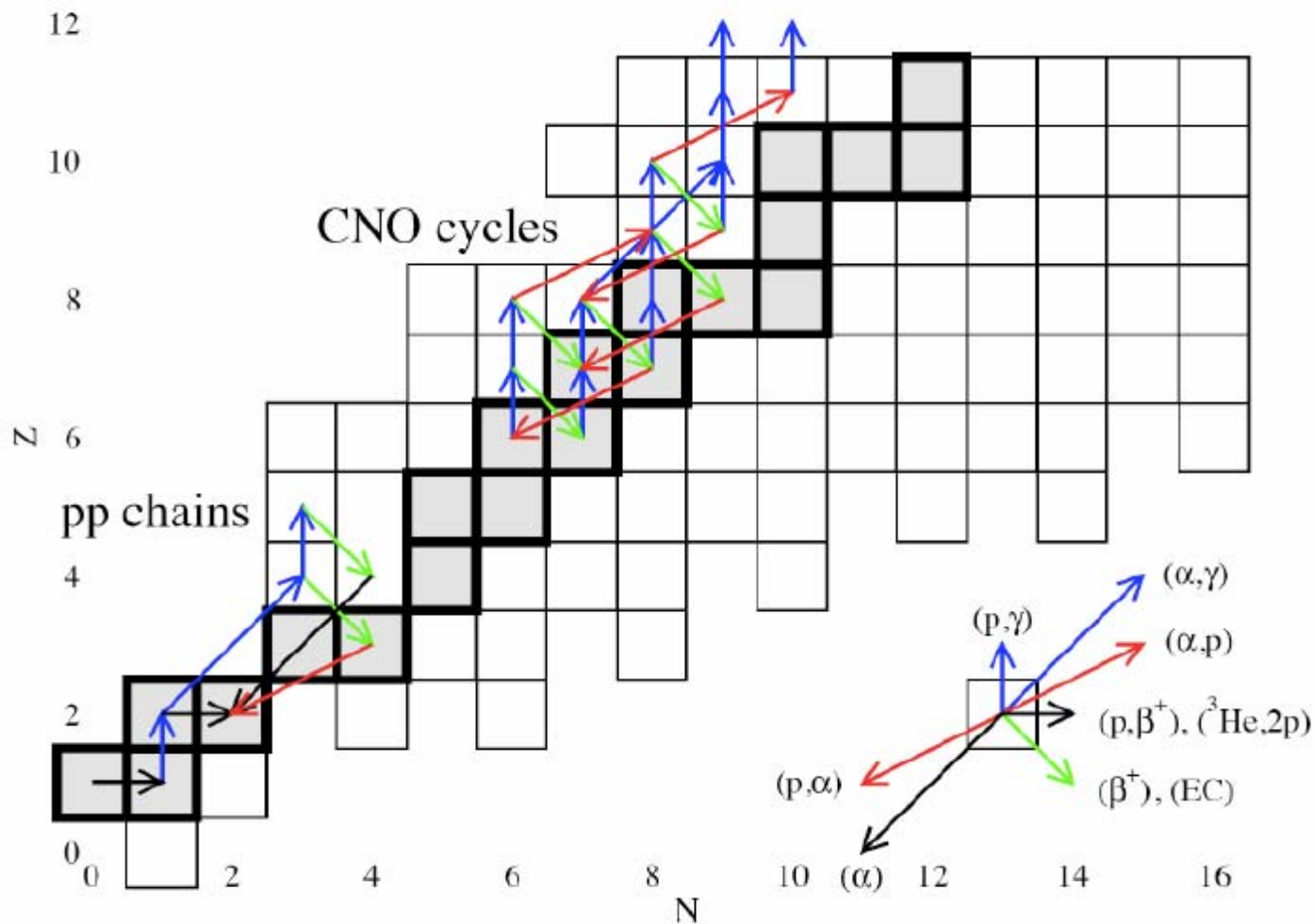
## (4) 元素核合成过程及丰度分布的模型模拟



网络方程:一套非线性微分方程,包括核反应率,光致分裂反应率, $\beta$ 衰变和电子俘获率以及中微子引起的反应率。

$$\dot{Y}_i = \sum_j N_j^i \lambda_j Y_j + \sum_{j,k} N_{j,k}^i \rho N_A \langle j, k \rangle Y_j Y_k + \sum_{j,k,l} N_{j,k,l}^i \rho^2 N_A^2 \langle j, k, l \rangle Y_j Y_k Y_l.$$

# 例子：p-p链和CNO循环的反应网络





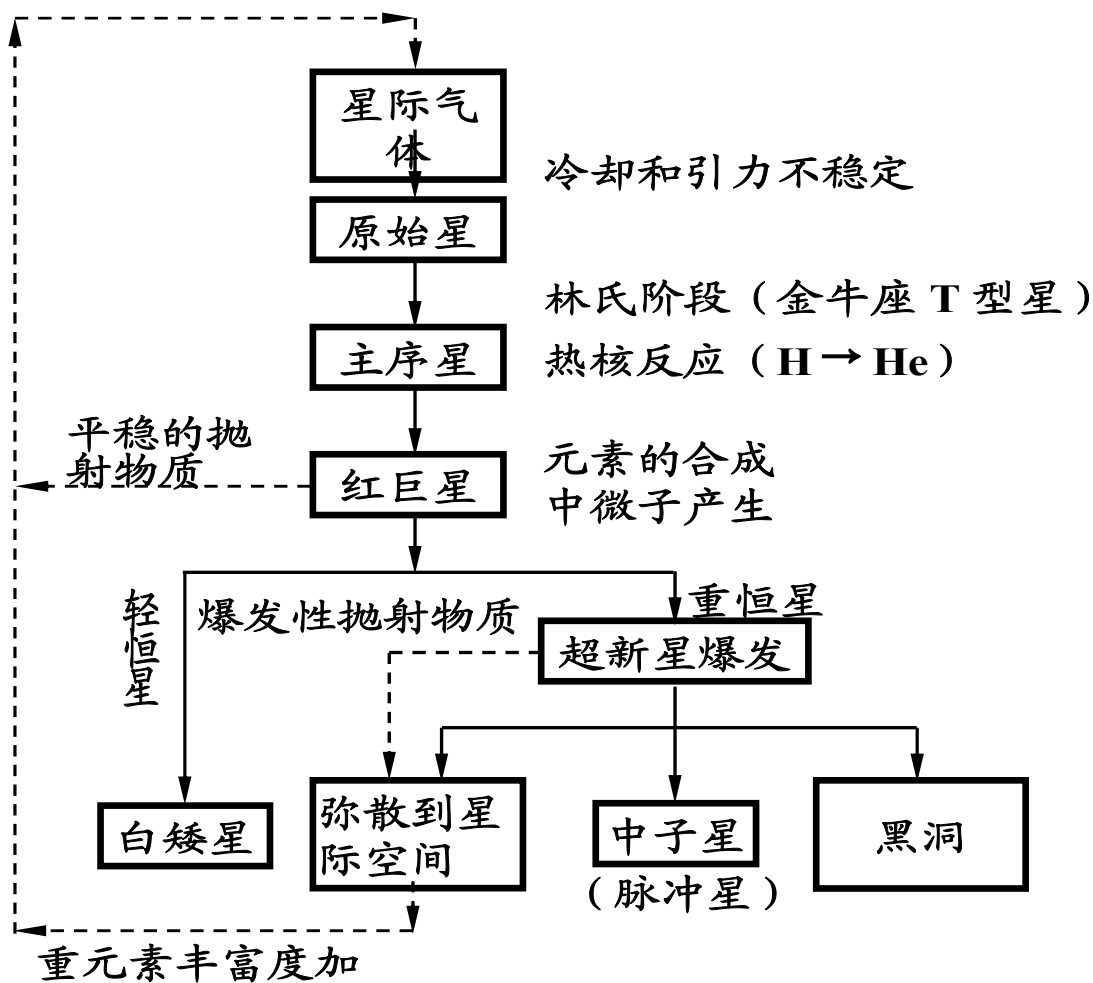
## 二、恒星演化和各种核燃烧过程

### (1) 孤立恒星演化的简要描述

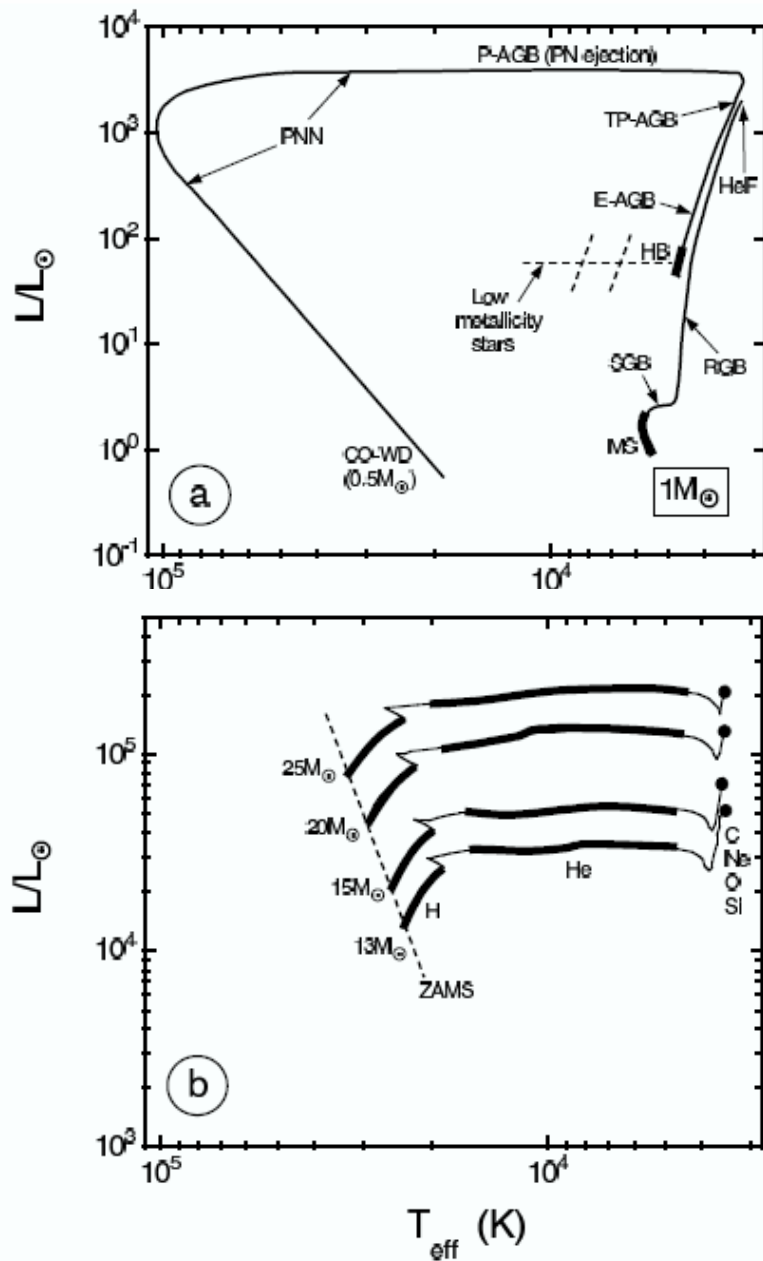
恒星中的热核反应是从氢聚变开始的，而恒星的演化则与其中氢、氦、碳等各种轻元素的热核反应逐级发展的过程紧密地联系在一起。恒星演化的进程和归宿基本上取决于其初始质量。粗略地说，初始质量 $M < 0.08M_{\odot}$ （ $M_{\odot}$ 表征太阳质量）的孤立恒星，引力收缩不能使其达到氢聚变的点火温度，不发生氢燃烧而直接走向死亡。 $0.08M_{\odot} < M < 8M_{\odot}$ 的小质量孤立恒星在经历某个轻元素燃烧阶段后，因剩下的核心区质量不足以通过引力收缩使下一级聚变反应点火，随着核燃烧的结束而走向死亡，形成各类白矮星。 $8M_{\odot} < M < 100M_{\odot}$ 的大质量孤立恒星，在完整地经历氢、氦、碳、氮、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、氮、氧、碳、氦和氢的分层结构。由于原子核的比结合能曲线在 $^{56}\text{Fe}$ 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塌缩，最终导致II型超新星爆发。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。

在大爆炸后宇宙持续膨胀，几十万年之后，宇宙温度降至几千K，恒星及星系开始形成和演化

### 孤立恒星演化进程示意图



# 孤立恒星演化在赫罗图(Hertzsprung-Russell diagram)上的轨迹



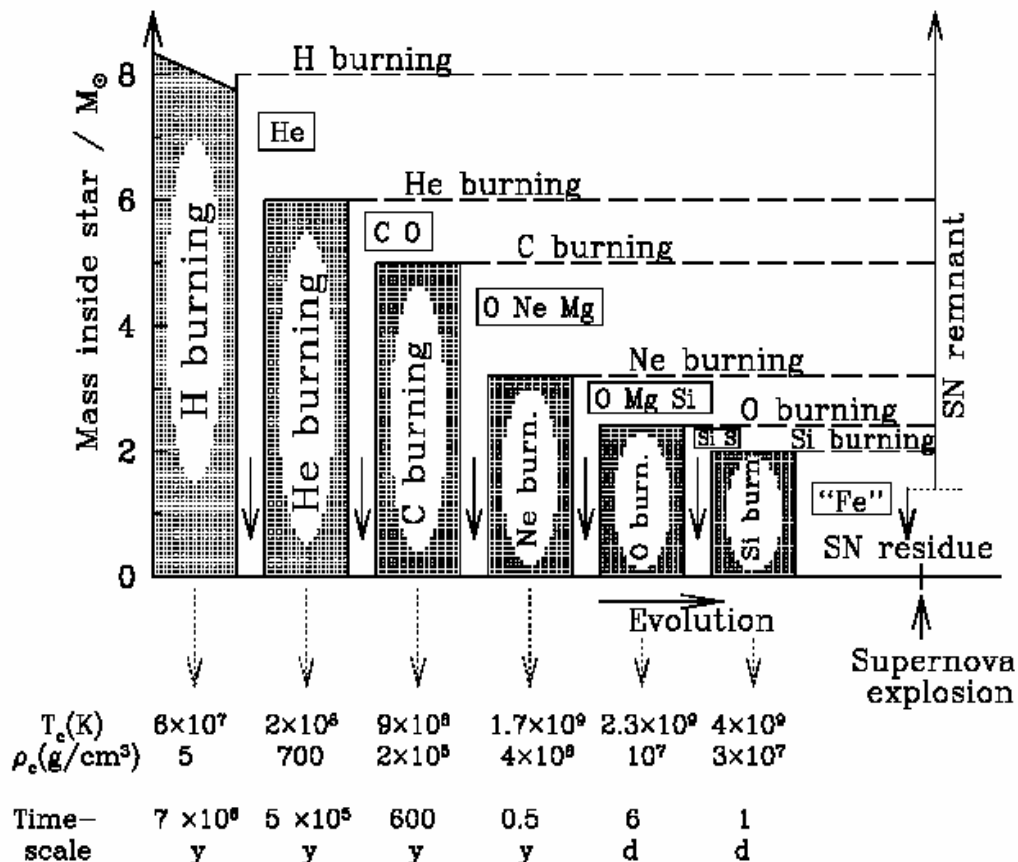
(a)类太阳恒星；纵坐标为以目前太阳光度为单位的恒星光度，横坐标为表面有效温度。MS-主序星；ZAMS-零年龄主序星；SGB-亚巨星分支；RGB-红巨星分支；HeF-核芯He闪光；HB-水平分支；E-AGB-早期渐近巨星分支；TP-AGB-热脉冲渐近巨星分支；P-AGB-后渐进巨星分支；PNN-行星状星云核；CO-WD-CO白矮星。(a)中水平虚线标明的区域表示似乎处于核芯He燃烧期间的初始质量为0.4-2倍太阳质量的贫金属恒星，决定于红巨星阶段的质量损失。两条斜线表示不稳定带。(b)具有太阳初始成分的大质量恒星。其中，H、He和C等分别表示核芯燃烧阶段。实心点表示C燃烧的点火。粗线表示发生主要核芯核燃烧阶段的位置，各阶段之间的过渡没有画出。

取自 C. Iliadis, Nuclear Physics of Stars.  
(WILEY-VCH, 2007)

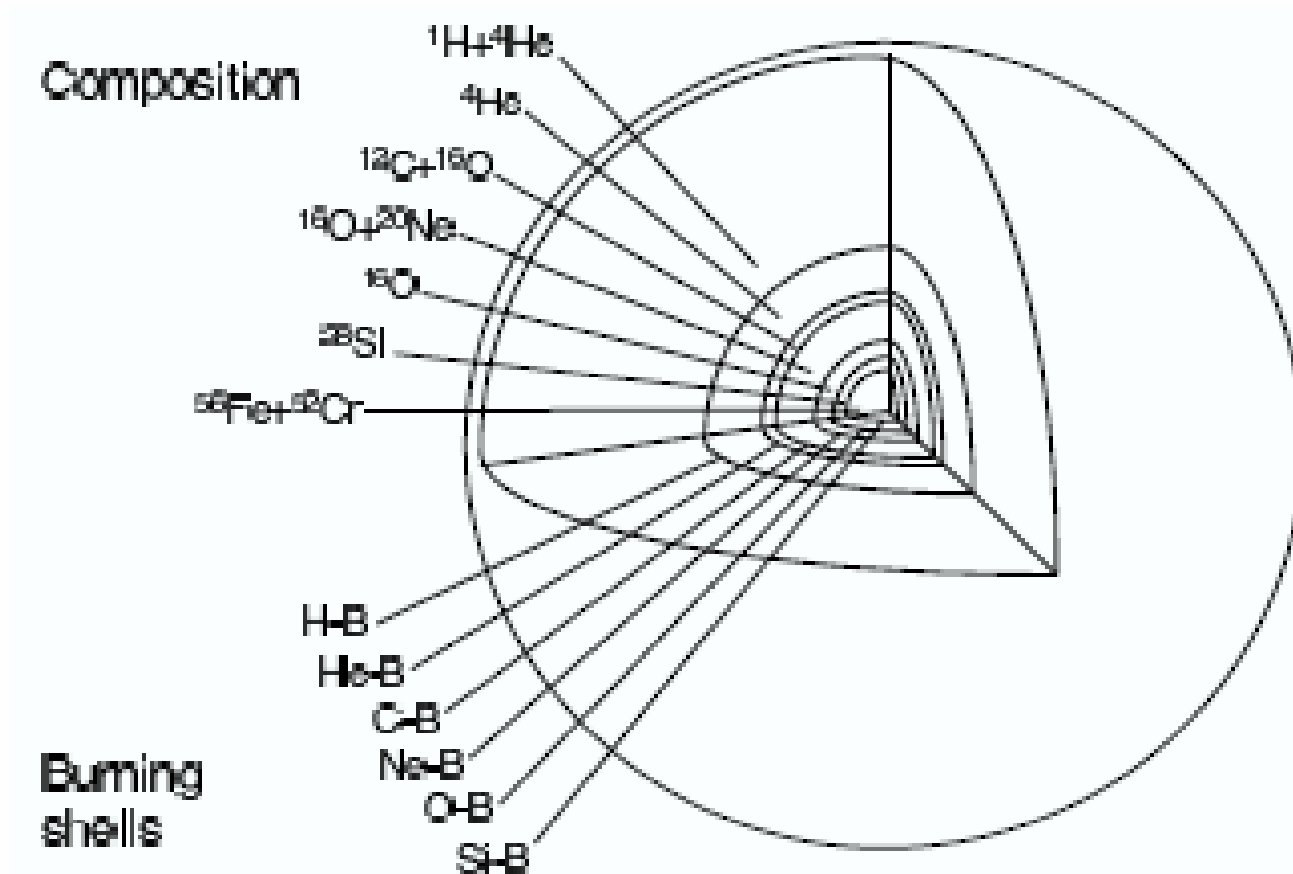
## $8 M_{\odot} \leq M \leq 100 M_{\odot}$ 大质量恒星的演化进程

由于氢燃烧是由  
 $p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$  和  $p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$  弱相互作用过程点火, 其截面比强相互作用低大约20多个量级, 它从源头上决定了恒星演化的时标

Arnould M, Takahashi K.  
 Nuclear astrophysics. Rep  
 Prog Phys, 1999, 62: 395

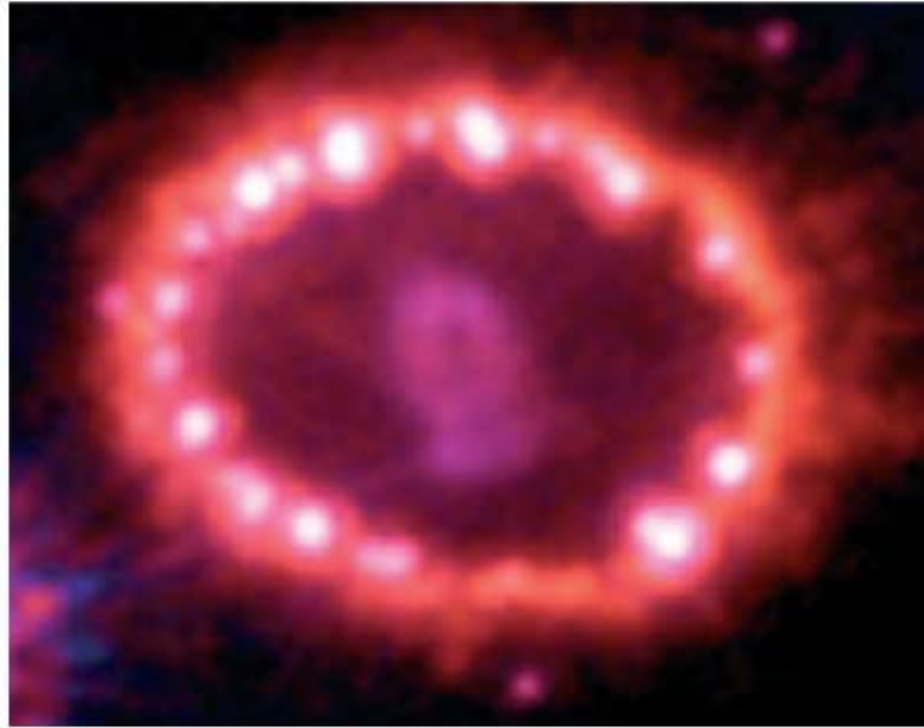


初始质量 $M=25M_{\odot}$ 的球对称孤立恒星内部结构演化的示意图。每一燃烧阶段都从核芯区开始(图下方是对应核芯区的温度和密度), 然后向周边的各燃烧壳层迁移。各燃烧阶段之间是引力收缩过程。方框中标出了各燃烧过程最主要的产物(“Fe”表示 $50 \leq A \leq 60$ 的铁峰核)。铁核芯的引力塌缩最终导致II型超新星爆发, 最核芯的部分留下一个残体(中子星或黑洞), 其余的物质作为超新星的残迹被抛入星际介质中。



大质量恒星核芯Si燃烧阶段结束后内部**洋葱头**结构的示意图。左上角标出了每一壳层中最丰富的1或2种核素成分。左下角表示发生在成分不同的各壳层之间界面处的核燃烧过程。取自 Limongi, M., Straniero, O., Chieffi, A., *Astrophys.J. Suppl.* 129, 625 (2000).

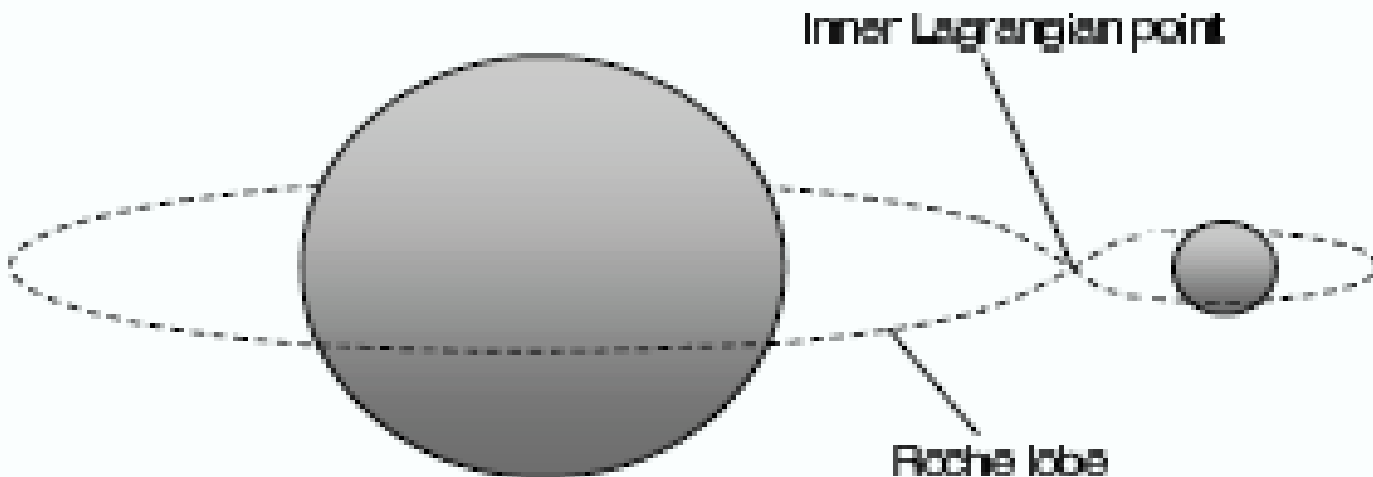
## Supernova 1987A



1987年2月23日世界时10时35分，南半球的几个天文台看到大麦哲仑星云的一颗超新星开始爆发。日本神冈，美国IMB和苏联巴克珊都发现在当天7时35分已记录下来来自这次爆发的中微子。虽然事例数分别只有11、8和5个，但十分珍贵。这是400年中观测到的最亮的爆炸的恒星，它距地球大约160000光年。 **Supernova 1987A**属于II型超新星，前身为一颗大质量的蓝超巨星。来自它的冲击波一直朝一个大约2光年跨度的物质环移动，该环可能是由中心的恒星在发生爆炸20000年前抛射出来的。图中的许多亮斑是由冲击波压缩和加热环中的气体造成的。环中央拉长和膨胀的物体是爆炸的残骸。此插图取自NASA资料库。



## (2) 密近双星体系演化与新星, X-射线暴和Ia型超新星

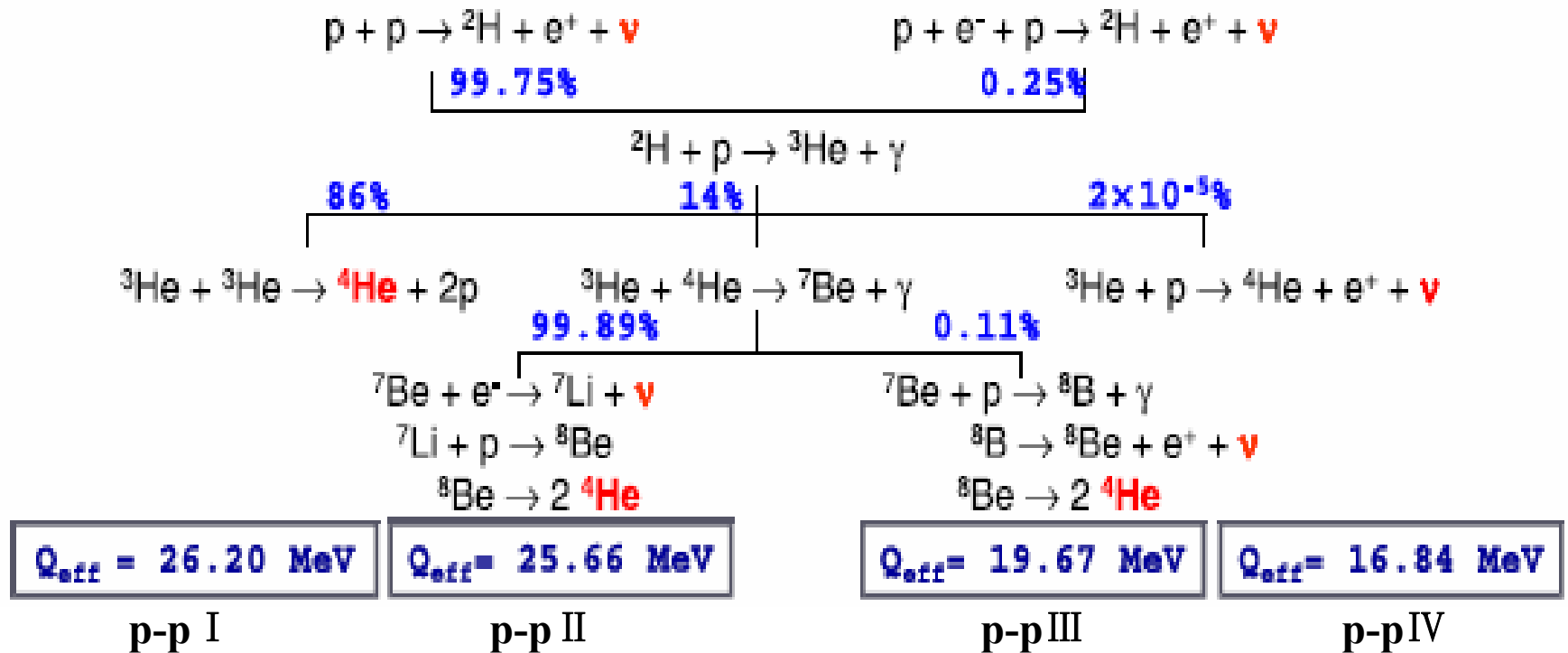


一子星影响另一子星演化的双星称为密近双星。银河系中可能有一半以上的恒星是双星体系的成员，但密近双星只占较小的百分比。当恒星是双星体系的成员时，其演化变得更为复杂。密近双星体系的演化与新星(白矮星从其伴星吸积物质)，X-射线暴(中子星从其伴星吸积物质)和 SN Ia型超新星(当C+O白矮星从其伴星吸积物质使其质量超过电子简并压力得以抑制住引力塌缩的钱德拉塞卡极限( $M < 1.4 M_{\odot}$ )时引起的彻底毁灭性爆发)密切相关。

### 三、恒星平稳演化阶段的核燃烧模式及主要反应

(1) 通过**p-p反应链**、**CNO循环** 和 **NeNa-MgAl循环**进行的氢燃烧。这些过程的净结果都是 $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$ 并释放能量。

♥图1. **p-p反应链**。由 $p+p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$ 和  $p+e^-+p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$ 弱相互作用过程点火，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，共形成4个支链。



取自 H. Costantini et al., Rep. Prog. Phys., 72(2009)086301

♥ 图2表示正常或低温(Normal or Cold) CNO循环过程，其中 $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ 反应是最慢的瓶颈。红色圆圈中的核素扮演催化剂或载体的角色。CNO循环不是封闭的,可以通过 $^{19}\text{F}(p,\gamma)^{20}\text{Ne}$ 反应向NeNa-MgAl循环过渡。

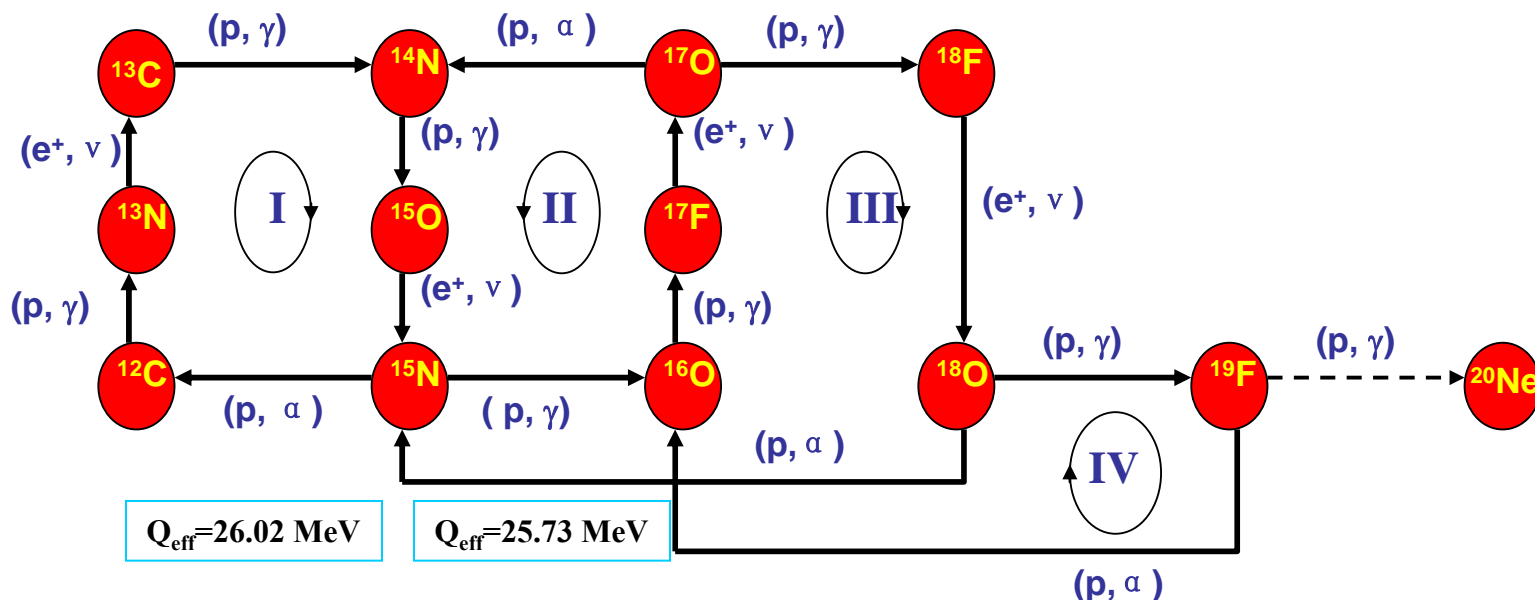


图2. Normal or Cold CNO Cycles.  $T \leq 8 \times 10^7 \text{ K}$

取自 Rolfs C E, Rodney W S, *Cauldrons in the Cosmos* (University of Chicago Press, 1988).

♥ NeNa-MgAl循环 (略过)

(2) 氦燃烧: 关键反应是  $\alpha + \alpha \leftrightarrow {}^8\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{12}\text{C}$  和  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ ,

${}^{16}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{20}\text{Ne}$  以及  ${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$ 、 ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, n){}^{25}\text{Mg}$  两个 s-过程中子源反应和一系列慢速中子俘获及  $\beta$  衰变。

(3) 碳燃烧: 两个关键反应是  ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{C}, \alpha){}^{20}\text{Ne}$  和  ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{C}, p){}^{23}\text{Na}$ 。

(4) 氖和氧燃烧: 主要反应分别为  ${}^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha){}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma){}^{24}\text{Mg}$ 、 ${}^{24}\text{Mg}(\alpha, \gamma){}^{28}\text{Si}$ 、 ${}^{16}\text{O}({}^{16}\text{O}, \alpha){}^{28}\text{Si}$ 、 ${}^{16}\text{O}({}^{16}\text{O}, p){}^{31}\text{P}$  和  ${}^{16}\text{O}({}^{16}\text{O}, n){}^{31}\text{S}$ 。

(5) 硅燃烧: 质子、中子和  $\alpha$  粒子在 Mg, Si 等核上的俘获和光致分裂过程使反应流不断向上发展, 在 Fe 附近形成同时满足质量数守恒  $\sum A_i Y_i = 1$  和电荷守恒  $\sum Z_i Y_i = Y_e$  (保持电中性) 的原子核统计平衡 (NSE) 丰度分布。定义:  $X_i$  表示核素 i 的质量份额 ( $\sum X_i = 1$ ); 其丰度  $Y_i = X_i / A_i$  ( $A_i$  表示第 i 种核素的质量数); 其数密度  $n_i = \rho N_A Y_i$  ( $\rho$ -质量密度,  $N_A$ -阿伏加德罗常数)。

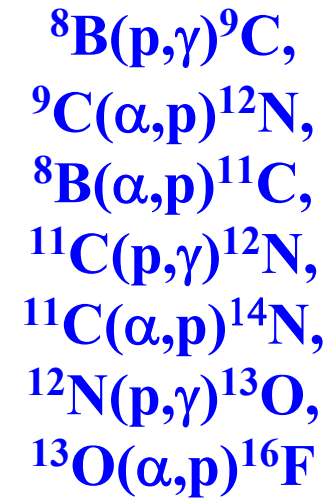
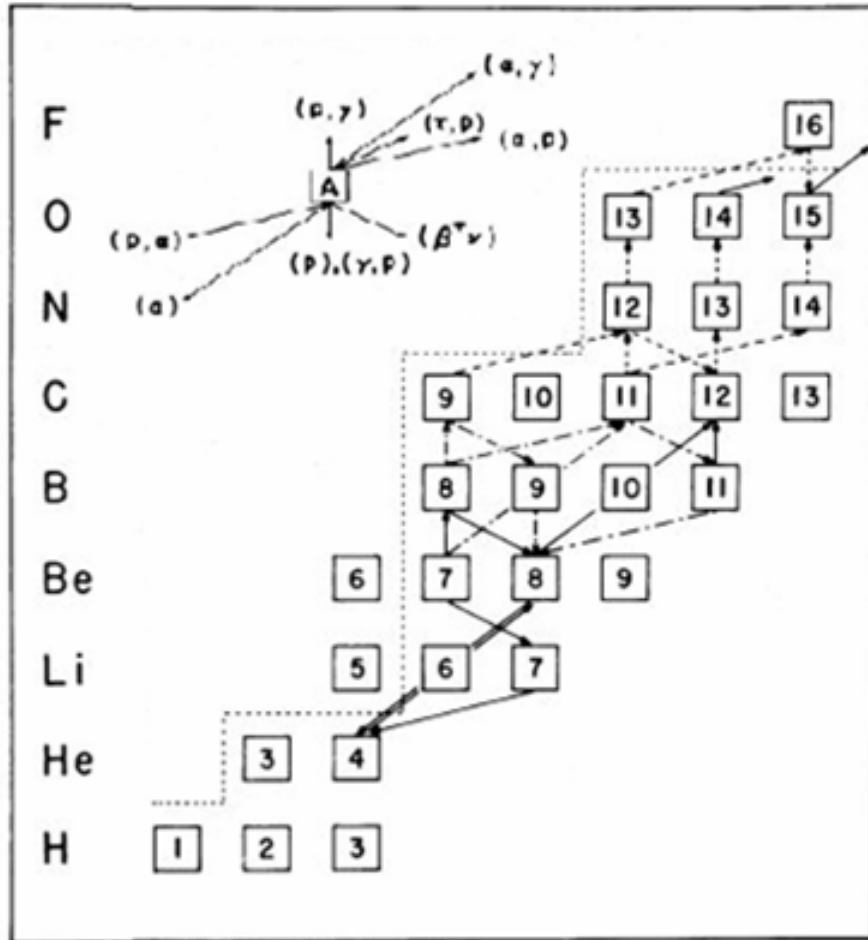
平稳核燃烧的特点: 反应率低、持续时间长, 反应流沿稳定线附近演进。

## 四、恒星爆发性事件中的核燃烧过程及特点

在新星, X射线暴, 超新星事件中和超大质量恒星内部发生的爆发性核燃烧的特点是**反应率高, 持续时间短**(秒-小时级), 反应流沿偏离或远离稳定线的路径发展, 有**大量不稳定核素**卷入**核燃烧**进程。**爆发性核燃烧**的主要模式有:

- (1) **高温氢燃烧**, 包括**高温pp-反应链**, 高温**CNO循环**和接下的**rp-(包括 $\alpha$ p-及 $\beta^+$ 衰变)**过程。反应流可达到 $A \sim 100$ 的丰质子核区, 合成丰质子一侧的稳定核。
- (2) **高温氮、碳、氦、氧和硅的燃烧**(略过)。
- (3) 以 **$\alpha$ -过程**为种子核来源的**快速中子俘获(r-)**过程, 合成 $A \geq 60$ 的大约半数丰中子稳定核( $^{209}\text{Bi}$ 以上全部由**r-过程产生**)。
- (4) **p-过程**。通过预先存在的s-或r-核上的 $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, \alpha)$ 等光致分裂反应和与之一起发生的rp-过程合成某些 $A \approx 60-200$ 的低丰度丰质子稳定核(略过)。

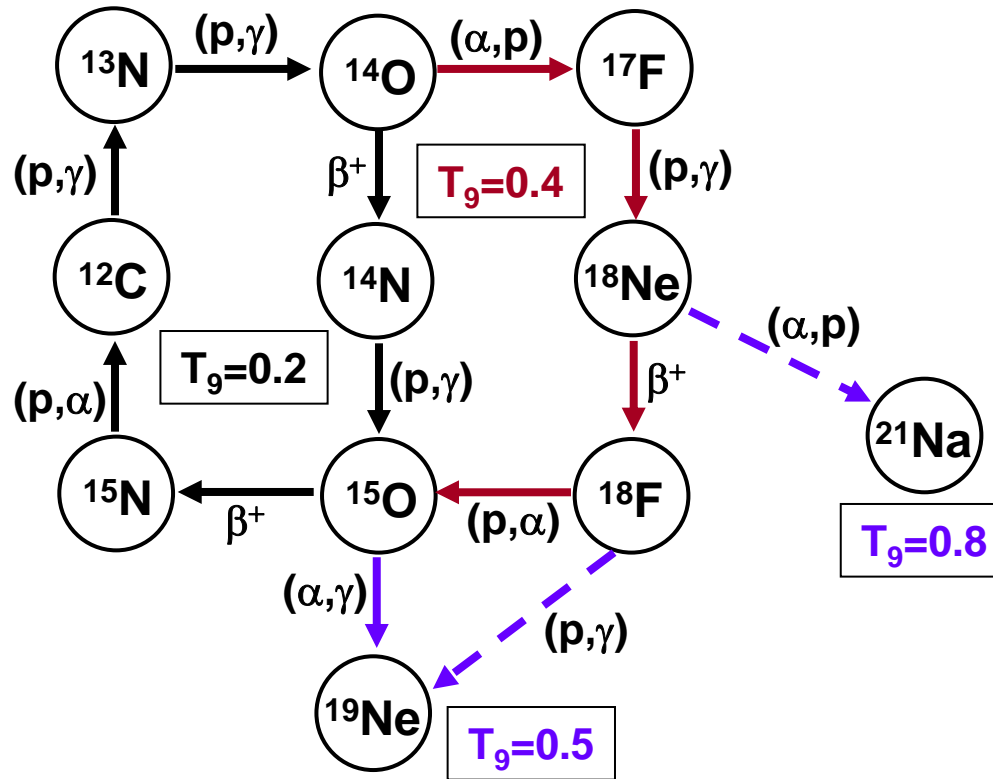
# 高温p-p反应链 (M.Wiescher et al.,Astrophys.J.,343:352(1989))



连接到高温CNO循环。高温p-p反应链可能是 $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ 过程以外一种合成CNO核的机制

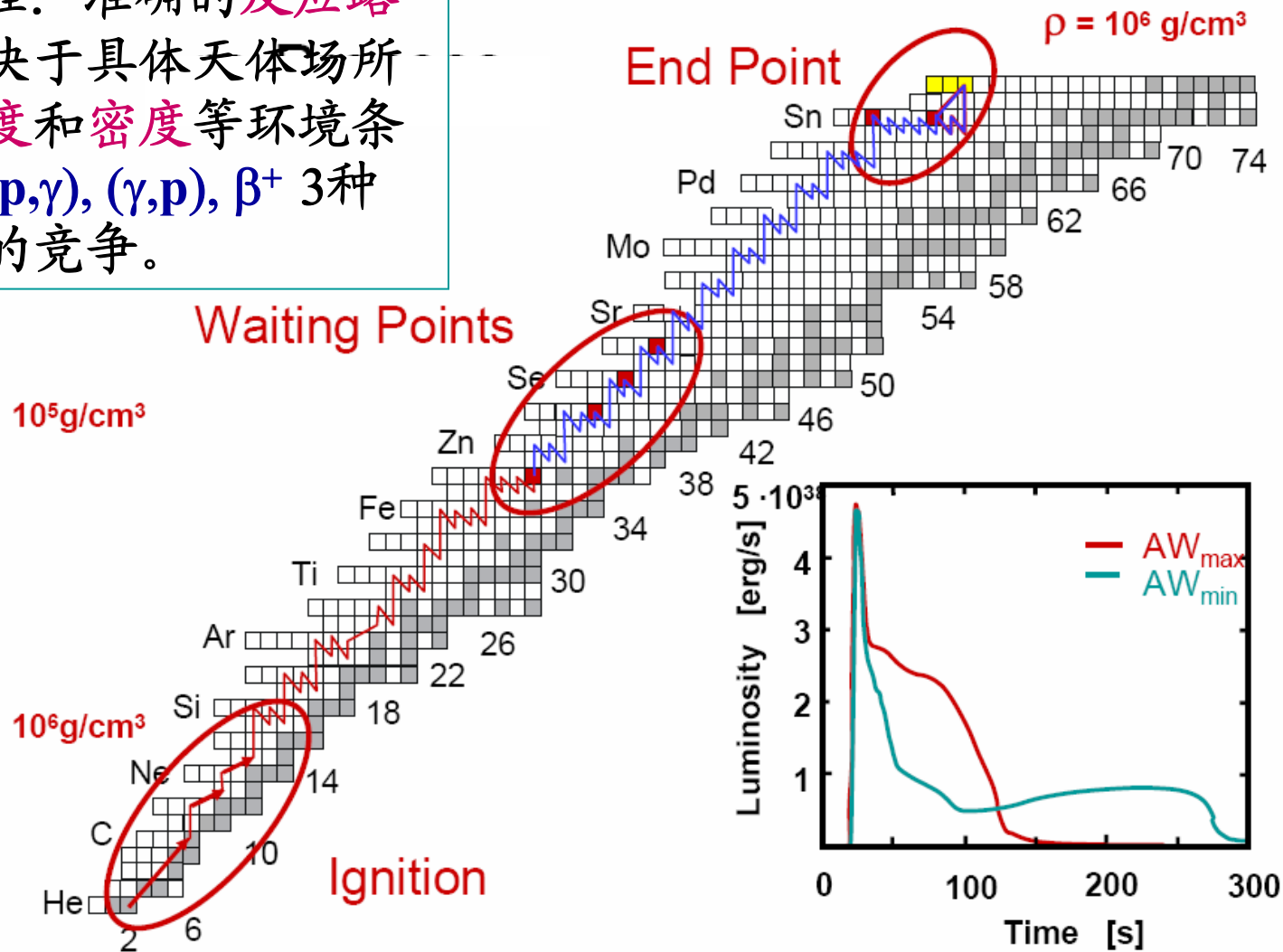


# 高温CNO循环



黑线表示 $T_9=0.2$  温度下起主导作用的反应路径。当温度升至 $T_9=0.4$ 时，由 $^{14}\text{O}(\alpha,p)^{17}\text{F}$ 开始的反应链变成重要路径。温度更高时，将突破高温CNO循环，进入rp-过程。由于反应不断释放能量，导致温度越来越高，热核反应不断向上演进，形成所谓 **thermal nuclear runaway**。取自 Champagne A E, Wiescher M. Explosive hydrogen burning. Annu Rev Nucl Part Sci, 1992, 42: 39-76

rp过程：准确的反应路径取决于具体天体场所的温度和密度等环境条件和 $(p,\gamma)$ ,  $(\gamma,p)$ ,  $\beta^+$  3种过程的竞争。



对核数据的需求：质量； $(p,\gamma)$ ,  $(\alpha,\gamma)$ ,  $(\alpha,p)$   $(p,\alpha)$ 和 **2p俘获**反应率； $\beta^+$ 衰变半衰期及 $\beta^+$ 缓发质子衰变的半衰期和B(GT)强度分布。

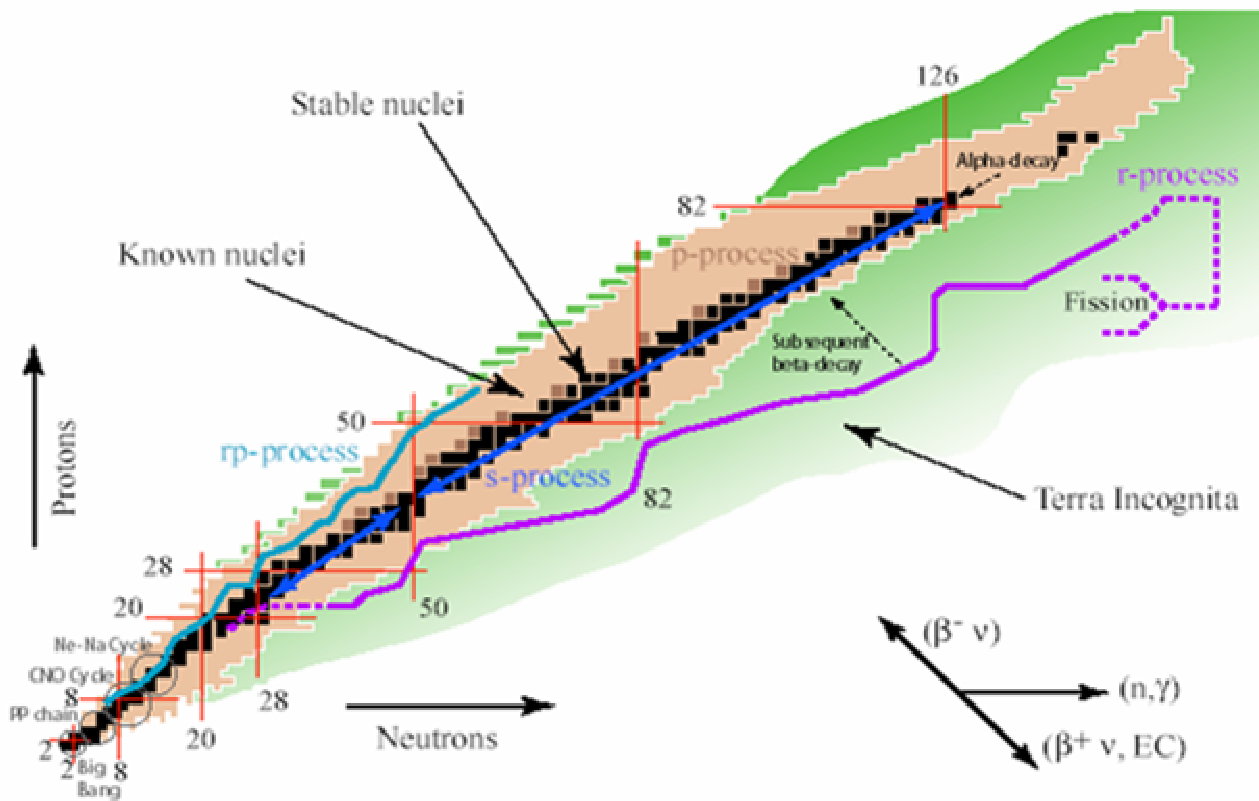
# Dossat C, Adimi N, Aksouh F, et al. The decay of proton-rich nuclei in the mass A=36-56 region. Nucl Phys A, 2007, 792: 18-86

Experimental half-lives of proton-rich nuclei as determined in the present work and from literature. These values are used to determine the experimental averages. A comparison of the experimental half-lives to predictions from Audi et al. [19], from the Gross theory [63,64], and to predictions with the shell model using the GXPF1 [8,9] and KB3 [7] interactions yields nice agreement between experimental values and most of the theoretical predictions. All values are in milliseconds

Isotope	Present work	Literature			Exp. average	[19]	[63,64]	[8,9]	[7]
<sup>37</sup> Ca	181.7 ± 3.6	181.1 ± 1.0 [30]	177 ± 3 [28]	170 ± 5 [26]	180.0 ± 1.4		181.1		
		173 ± 4 [27]							
<sup>36</sup> Ca	100.1 ± 2.3	102 ± 2 [31]	100 [65]		101.2 ± 1.5		102.0		
<sup>41</sup> Ti	82.6 ± 0.5	82 ± 3 [13]	81.3 ± 2.0 [14]	80.1 ± 0.9 [16]	83.1 ± 0.9		80.0		
		81 ± 4 [40]	80 ± 2 [29]	88 ± 1 [28]					
		90.5 ± 2.0 [26]							
<sup>40</sup> Ti	52.4 ± 0.3	54 ± 2 [13]	53.6 ± 0.6 [14]	51.7 ± 0.6 [16]	52.5 ± 0.3		53.4		
		55 ± 2 [17]	56 <sup>+18</sup> <sub>-12</sub> [34]						
<sup>39</sup> Ti	28.5 ± 0.9	28 <sup>+9</sup> <sub>-7</sub> [34]			28.5 ± 0.9		31.0		
<sup>43</sup> V	79.3 ± 2.4	>800 [3]			79.3 ± 2.4	80	141.0	72	70.9
<sup>45</sup> Cr	60.9 ± 0.4	50 ± 6 [38]			60.9 ± 0.7		50.0	54	52.7
<sup>44</sup> Cr	42.8 ± 0.6	53 <sup>+4</sup> <sub>-3</sub> [3]			43.1 ± 1.7		53.0	38	40.3
<sup>43</sup> Cr	21.1 ± 0.4	21 <sup>+4</sup> <sub>-3</sub> [3]			21.1 ± 0.4		21.6		
<sup>42</sup> Cr	13.3 ± 1.0				13.3 ± 1.0		13.4		
<sup>47</sup> Mn	88.0 ± 1.3	100 ± 50 [40]			88.0 ± 1.3		100.0	91	98.7
<sup>46</sup> Mn	36.2 ± 0.4	41 <sup>+7</sup> <sub>-6</sub> [3]			36.2 ± 0.3		34.0	33	30.2
<sup>49</sup> Fe	64.7 ± 0.3	70 ± 3 [40]	75 ± 10 [43]		64.7 ± 0.3		70.0	70	53.0
<sup>48</sup> Fe	45.3 ± 0.6	44 ± 7 [40]			45.3 ± 0.5		44.0	50	37.9
<sup>47</sup> Fe	21.9 ± 0.2	27 <sup>+32</sup> <sub>-10</sub> [3]			21.9 ± 0.2		21.8	22	22.9
<sup>46</sup> Fe	13.0 ± 2.0	20 <sup>+20</sup> <sub>-8</sub> [3]			13.0 ± 1.7		9.7	15	17.0
<sup>51</sup> Co	68.8 ± 1.9				68.8 ± 1.9	60	53.3	77	49.3
<sup>50</sup> Co	38.8 ± 0.2	44 ± 4 [40]			38.8 ± 0.2		44.0	40	31.7
<sup>53</sup> Ni	55.2 ± 0.7	45 ± 15 [54]			55.2 ± 0.7		45.0	64	39.1
<sup>52</sup> Ni	40.8 ± 0.2	38 ± 5 [40]			40.8 ± 0.2		38.0	47	27.7
<sup>51</sup> Ni	23.8 ± 0.2				23.8 ± 0.2	30	19.7	25	21.0
<sup>50</sup> Ni	18.5 ± 1.2	11.6 <sup>+3.0</sup> <sub>-2.0</sub> [58]			17.2 ± 1.3		12.0	19	15.3
<sup>49</sup> Ni	7.5 ± 1.0				7.5 ± 1.0		12.0	11	8.2
<sup>55</sup> Cu	27.0 ± 8.0				27.0 ± 8.0	40	35.4	58	40.9
<sup>56</sup> Zn	30.0 ± 1.7				30.0 ± 1.7	36	36.0	33	17.6
<sup>55</sup> Zn	19.8 ± 1.3				19.8 ± 1.3	20	13.8	19	16.1

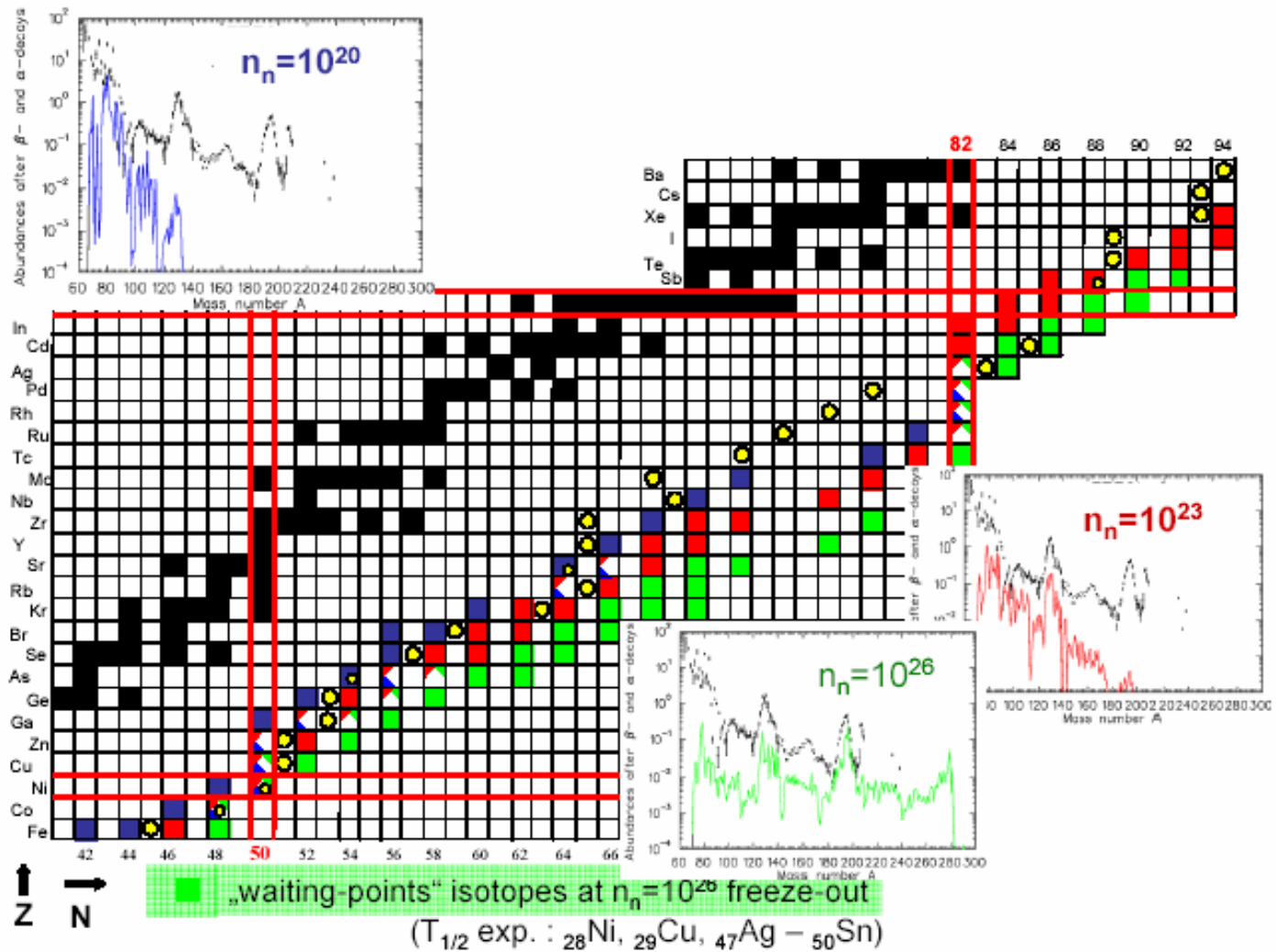
## r-过程

♥  $\alpha$ 过程产生种子核：在II类超新星爆发形成的新生中子星周边的高温高密度区(初始温度高达 $T_9 \sim 10$ )中,绝大多数原子核被光致分裂为 $n, p$ 。随着热泡急剧膨胀,温度降低,合成 $\alpha$ 粒子,接着从  $\alpha n \Rightarrow {}^9\text{Be} (\alpha, n) {}^{12}\text{C}$  反应开始,通过一连串的 $\alpha$ 和核子俘获过程,主要是 $(\alpha, n)$ ,  $(n, \gamma)$ 和 $(p, n)$ 反应,相继合成更重的核素,一直达到或稍微超过Fe区,成为r过程种子核。



♥ 不同中子密度条件下的r-过程反应路径。

$n_n=10^{20}$ (蓝方块),  $10^{23}$ (红方块) 和  $10^{26}$ (绿方块) $\text{cm}^{-3}$



## ♥ r-过程核合成模型的核物理输入量和它们的作用

- ▲ 远离稳定线 ( $A > 70$ ) 丰中子核的中子分离能(质量), 基本上决定了给定中子密度下r-过程的反应路径;
- ▲ 中子辐射俘获截面, 在r-过程冻结时起重要作用, 影响 $A > 130$ 核素的最后丰度分布;
- ▲  $\beta$ -衰变半衰期, 某些核激发态热布居对衰变率的影响  
N=50,82的中子满壳核( $^{78}\text{Ni}$ ,  $^{79}\text{Cu}$ ,  $^{80}\text{Zn}$ ,  $^{81}\text{Ga}$ ;  $^{125}\text{Tc}$ ,  $^{126}\text{Ru}$ ,  $^{127}\text{Rh}$ ,  $^{128}\text{Pd}$ ,  $^{129}\text{Ag}$ ,  $^{130}\text{Cd}$ ,  $^{131}\text{In}$ ) 和 N=126的中子满壳核 $^{196}\text{Tm}$ 是反应路径上的等待点, 它们的 $\beta$ -衰变半衰期对过程的时标和先驱核的丰度分布  $N_{r,\text{prog}}$  有决定性的影响
- ▲  $\beta$ -缓发中子发射分支比. 在r-过程冻结后, 通过 $\beta$ -衰变和 $\beta$ -缓发中子发射形成最后的丰度分布 ( $N_{r,\text{prog}} \Rightarrow N_{r,\text{final}} \approx N_{r,\odot}$ )
- ▲ 裂变核区中子诱发及自发裂变率,  $\beta$ -缓发裂变分支比, 裂变势垒和碎片质量分布.  $\beta$ 缓发和中子诱发裂变决定r过程的终点( $A \sim 270$ )
- ▲ 中微子与质子、中子、氦核的相互作用和在r-过程丰度峰值处中重核上的  $(\nu, n)$ 、 $(\nu, e)$  反应, 都可能对先驱核和最后的丰度分布产生影响



## 五、实验核天体物理面临的挑战

实验核天体物理提供模拟恒星平稳演化阶段和爆发性事件中核合成和能量产生图象所需的核数据。这些数据主要在加速器上测定,需要运用不同于传统核物理研究的实验条件和技术。虽然过去几十年中的实验成果在检验和证实理论预言的反应和衰变率方面取得了很大的成功,但仍然面临许多新问题和挑战,主要是:

- (1) 将稳定线上带电粒子聚变反应 (H, He, C... 燃烧) 的直接测量推进到 G-峰的极低能区, 解释恒星平稳演化期间的核合成过程和核能释放;
- (2) 进一步研究 s-过程中子源及稳定线附近核素的中子俘获反应和相关衰变过程, 以理解中子慢速俘获过程及 s-核的丰度分布 (AGB 和 RGB 星);
- (3) 研究大量偏离和远离稳定线核素的质量, 结构, 反应和衰变过程, 以理解新星, 超新星,  $\gamma$ -射线暴等爆发性事件和伴随的核合成图象; 涉及高温 CNO 循环  $\rightarrow$  rp-过程 (新星和 X 射线暴), r-过程 (II 型超新星, 中子星并合, ...?), p-过程 (I 或 II 型超新星, ...?) 及  $\nu$ -过程 [中微子引起的 ( $\nu, n$ ), ( $\nu, e$ ) 反应, II 型超新星?];
- (4) 大爆炸原初核合成相关稳定及不稳定核反应的深入研究;
- (5)  $\gamma$ -过程-稳定及不稳定核 ( $\gamma, p$ ), ( $\gamma, n$ ) 和 ( $\gamma, \alpha$ ) 等光致分裂反应的研究;
- (6) 研究天体物理环境对核过程的影响。

## 直接测量与间接测量

♥ 恒星平稳核燃烧阶段的带电粒子热核反应的Gamow窗口能量甚低，直接测量十分困难，通常要利用较高能区的实验数据向下外推。由于电子屏蔽效应和可能存在的共振的影响，外推导致很大的不确定性。迄今少数成功的直接测量都是采用特殊设计的实验装置和方法或在地下核天体物理实验室完成的。中子引起的反应原则上可做直接测量。

♥ 爆发性核燃烧阶段带电粒子热核反应的直接测量更为困难，由于短寿命放射性核不能做成靶，只能做逆运动学测量，而其束流强度比稳定核束低多个量级；中子与短寿命核的反应无法直接测量，因两者都不能作靶。

♥ 针对不同的天体物理反应，人们找到了一些行之有效的间接测方法：

★ 弹性和非弹性散射(包括研究重要共振能级特性的弹性及非弹性共振散射厚靶实验)；

★ 转移(包括弹性转移)反应，其优点之一在于可避开电子屏蔽效应的影响；具体有渐归一化系数和核谱因子方法(包括转移反应+电荷对称性方法)，特洛依木马方法等；

★ 库仑离解方法；

★ 核子敲出反应等

## 六、恒星平稳氢燃烧、氦燃烧和碳燃烧若干关键热核反应研究的进展和地下核天体物理实验室的贡献

### (1) 天体物理S(E)因子

天体物理能区的带电粒子反应截面随能量降低指数下降，不便于向低能区外推。为此引入天体物理S(E)因子，其定义为： $\sigma(E)=S(E)E^{-1}\exp(-2\pi\eta)$ ，式中 $\eta$ 为索末菲参数，由

$2\pi\eta=31.29Z_1Z_2(\mu/E)^{1/2}$  给出， $Z_1$ 和 $Z_2$ 为入射粒子和靶核的电荷数， $\mu$ 为约化质量(采用原子质量单位)， $E$ 为质心系能量(以keV为单位)。由于将库仑势垒穿透因子 $\exp(-2\pi\eta)$ 和非核的能量相关因子 $1/E$ 分离出去，在无共振的情况下， $S(E)$ 随能量的变化非常平缓。 $1/E$ 表征几何截面

$\sigma_g=\pi(R_1+R_2)^2\propto\pi\lambda^2\propto 1/E$ ， $\lambda$ 为相对运动德布罗伊波长。

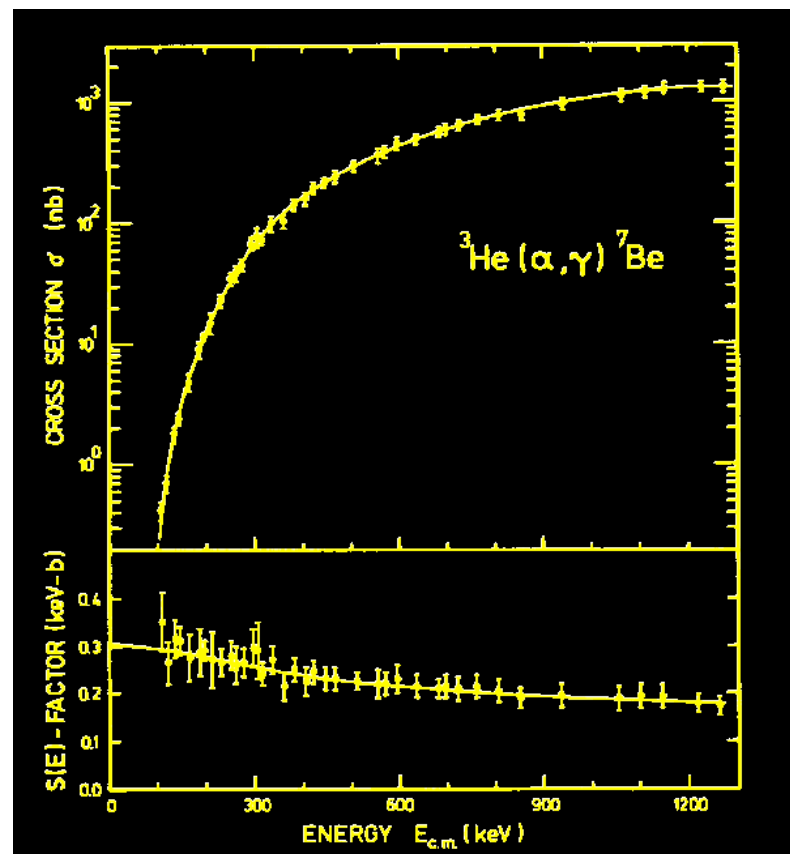


图1. 反应截面和S(E)因子随质心系能量的变化

## (2) 有效能量窗口 - 对实验设计非常重要的概念

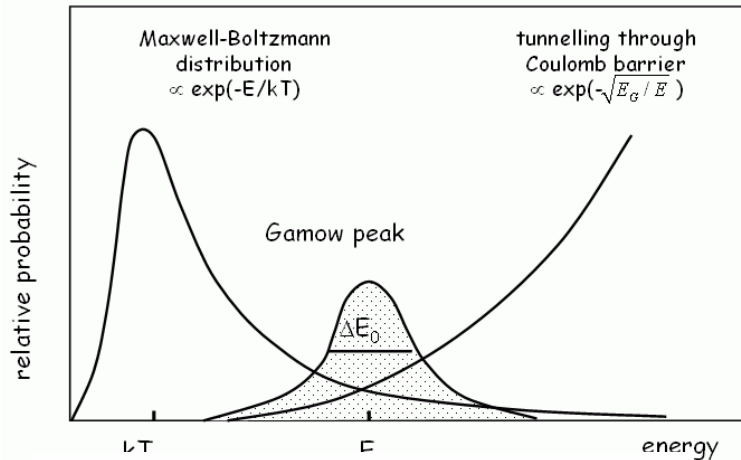


图2. 对恒星环境中**带电粒子反应率**起决定性作用的质心系能区称为**Gamow 峰(或窗口)**, 其峰值能量和宽度分别为  $E_0 = 1.22(Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^2)^{1/3} \text{ keV}$  和  $\Delta(E_0) = 0.749(Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^5)^{1/6} \text{ keV}$  对**中子引起的反应**无库仑势垒可言, 若中子能量低于离心势垒, 峰值能量和宽度分别为  $E_0 \approx 0.172 T_9 [l + (1/2)] \text{ MeV}$  和  $\Delta(E_0) \approx 0.194 T_9 [l + (1/2)]^{1/2} \text{ MeV}$ ,  $l=0, 1 \rightarrow s, p$  波 上述两种情况下有效能区均为  $E_0 \pm \Delta(E_0)/2$

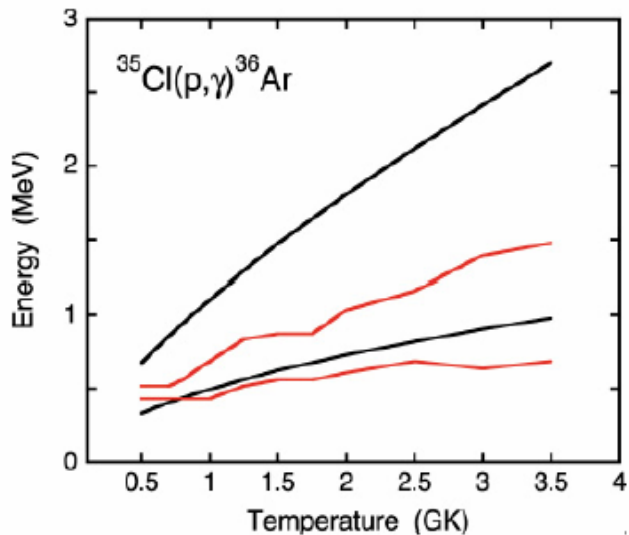


图3. 红线之间为有效能区, 黑线之间为上述窗口

最近有人指出, 若带电粒子反应是在高温环境中通过窄共振进行的, 上述Gamow 窗口明显偏离有效能区, 如图3 所示(J. R. Newton et al, PRC 75, 045801 (2007)); 更有人指出, 对大量平稳和爆发性核合成过程的反应(包括带电粒子和中子引起的), 上述两套近似公式都不正确(T. Rauscher, PRC 81, 045807(2010)). 对这些基于理论分析提出的质疑既不能忽视, 也不宜完全相信。

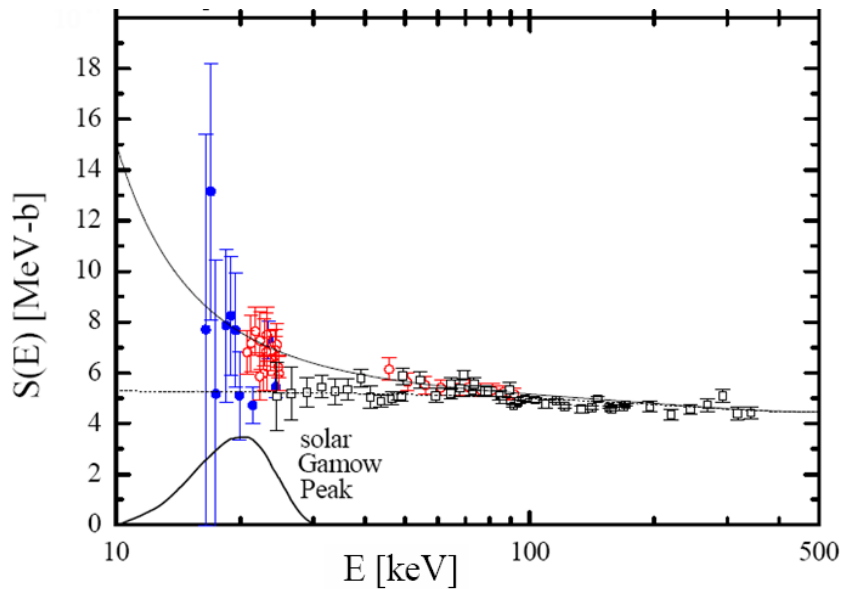


♥ Gran Sasso地下核天体物理实验室(LUNA)有50 kV, 400 kV两台低能加速器, 可提供4-400 keV,  $\leq 1\text{mA}$  的 p和 $\alpha$ 束流。实验室在1400米厚的山岩(等效3800米厚水体)下面, 宇宙射线本底降为地面实验室的 $\approx 10^{-4}$ 以下。



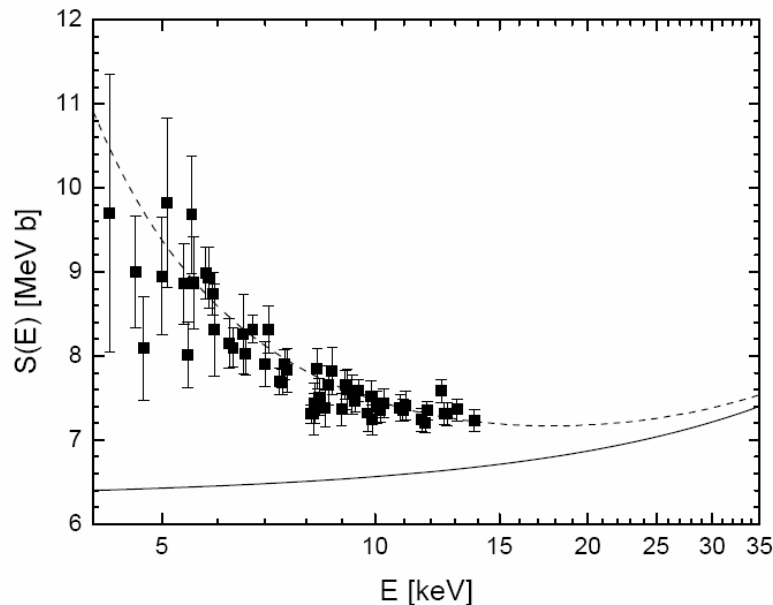
50 kV加速器的离子源, 加速管及周围实验设备, 其特点是**非常精巧, 紧凑和稳定**。

### (3) 低能带电粒子反应中的电子屏蔽效应



$^3\text{He}(^3\text{He},2p)^4\text{He}$ 反应( $Q=12.859\text{MeV}$ )截面和 $S(E)$ 因子。红色圆圈和蓝色圆点是在LUNA分别用探测器望远镜和p-p符合测量测量的。45-92 keV的空心圆圈是玻鸿的数据。低能端 $S(E)$ 因子的上升源于电子屏蔽效应 $U_e \approx 294\text{ eV}$ 。在16.5 keV,截面为20 fb或 $20 \times 10^{-38}\text{cm}^2$ ,事件率2个/每月。

(Phys.Rev.Lett.82(1999)5205)

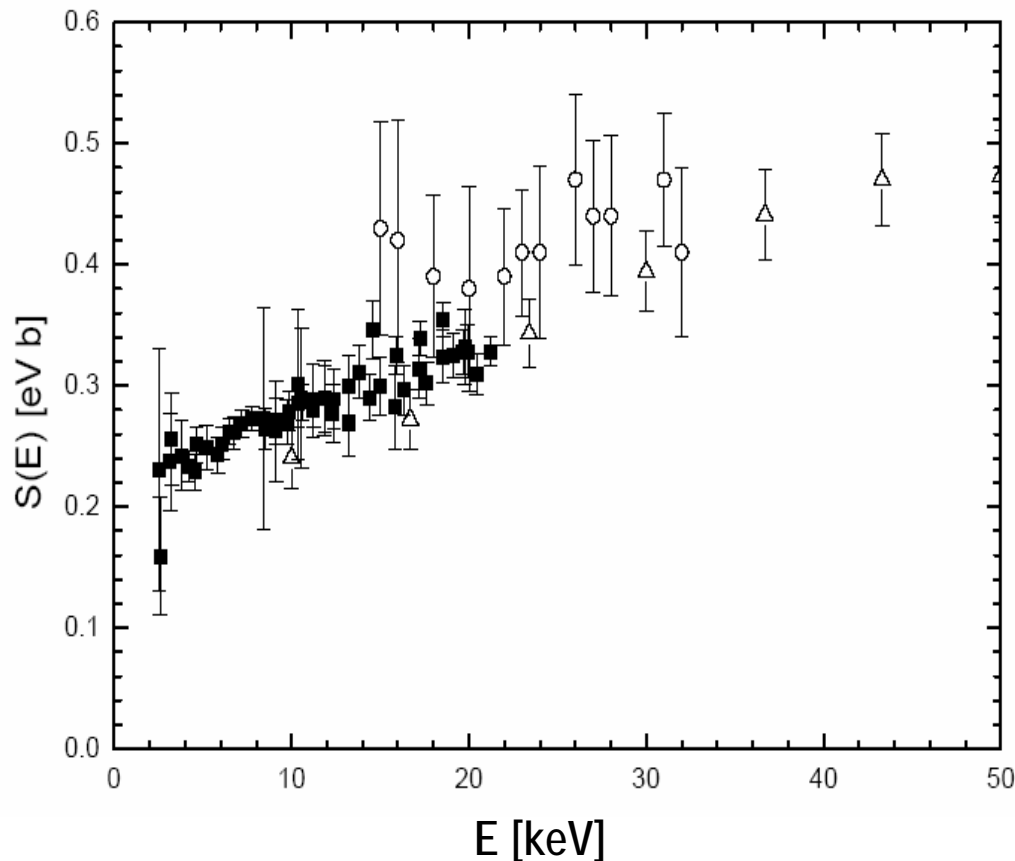


$^2\text{H}(^3\text{He},p)^4\text{He}$ 反应的电子屏蔽效应。实验点是LUNA测量的中性原子靶的 $S(E)$ 因子，实线是按高能区数据外推的裸核 $S(E)$ 因子。由实线和虚线可导出电子屏蔽势 $U_e=132\text{ eV}$ 。

(Phys.Lett.B482(2000)43)

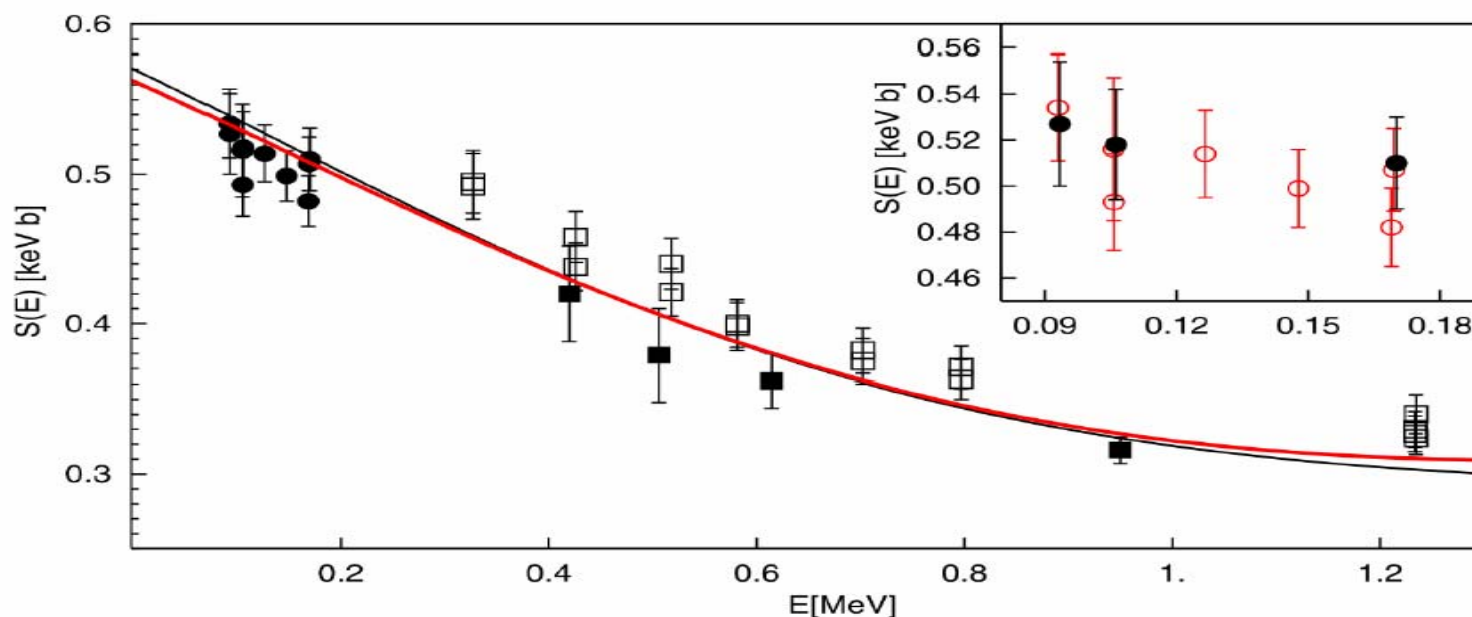


(4)  $^2\text{H}(p,\gamma)^3\text{He}$ 反应 ( $Q=5.493$  MeV): 黑色方块是LUNA的数据(NPA 706(2002)203), 空心三角和圆圈是以前的测量



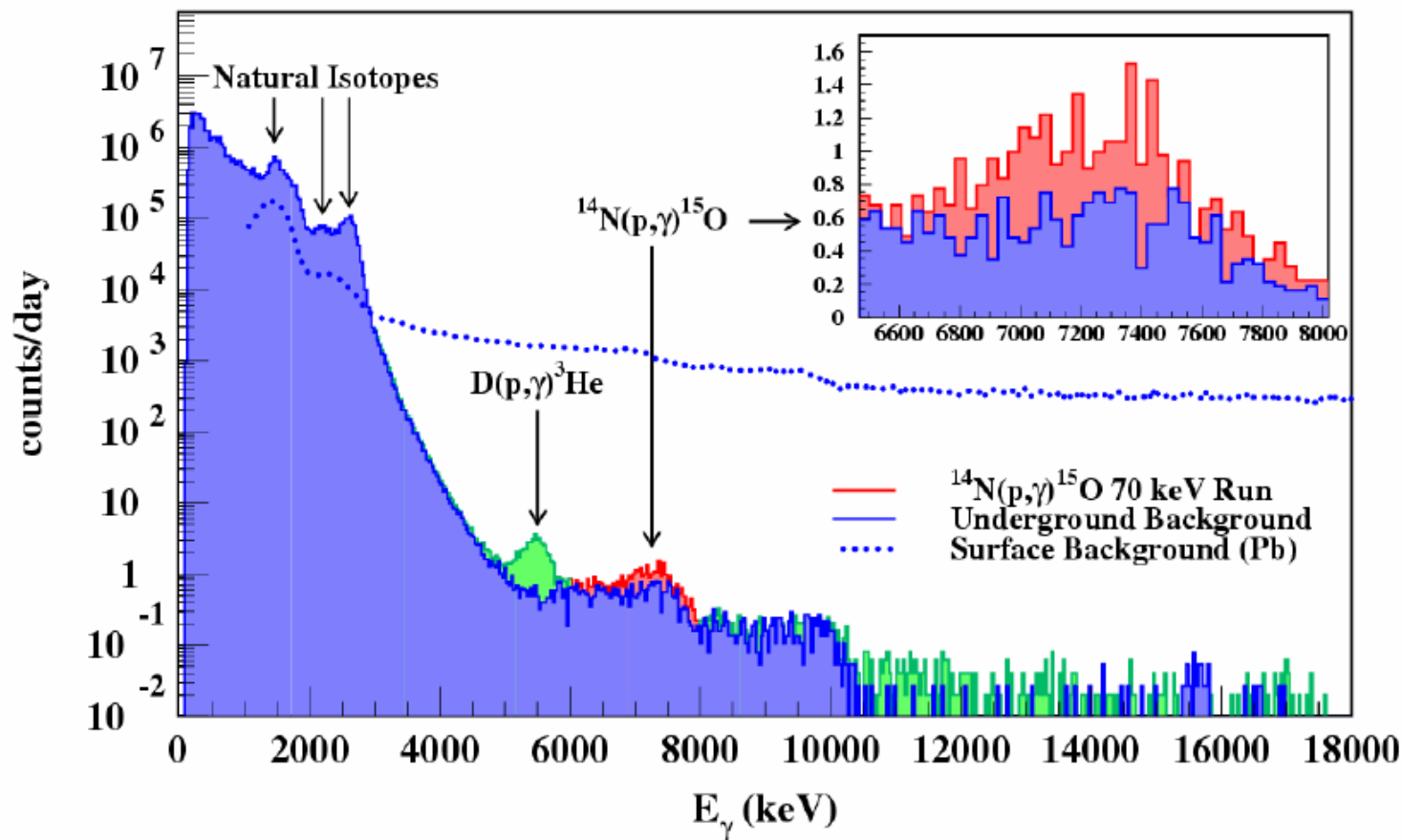
LUNA的数据完全覆盖了太阳G-峰能区；测定的低能区天体物理 $S(E)$ 因子对大爆炸核合成研究也是重要的。

(5)  $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$  反应 ( $Q=1.587$  MeV) 的天体物理  $S(E)$  因子。黑色圆点是 LUNA 的数据，其它为以前的数据；插图是 LUNA 同时测量瞬发  $\gamma$  射线与测量余核  $^7\text{Be}$  放射性结果的比较 (PRL 97(2006)122502, PRC 75 (2007) 35805, PRC 75(2007) 065803)。



此数据的重要性在于：♥与太阳中微子问题相关， $\therefore ^7\text{Be} + e^- \rightarrow ^7\text{Li} + \nu_e + 0.8617$  MeV 产生单能中微子，目前其通量预言的不确定性很大；♥又与大爆炸核合成相关， $\therefore$  SBBN 预言的  $^7\text{Li}$  丰度比观测值高 2-3 倍，而  $^7\text{Li}$  来自  $^7\text{Be}$  的电子俘获。BBN 相关的  $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$  反应能区为 80-400 keV。

## (6) $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ 反应的测量及其天体物理意义

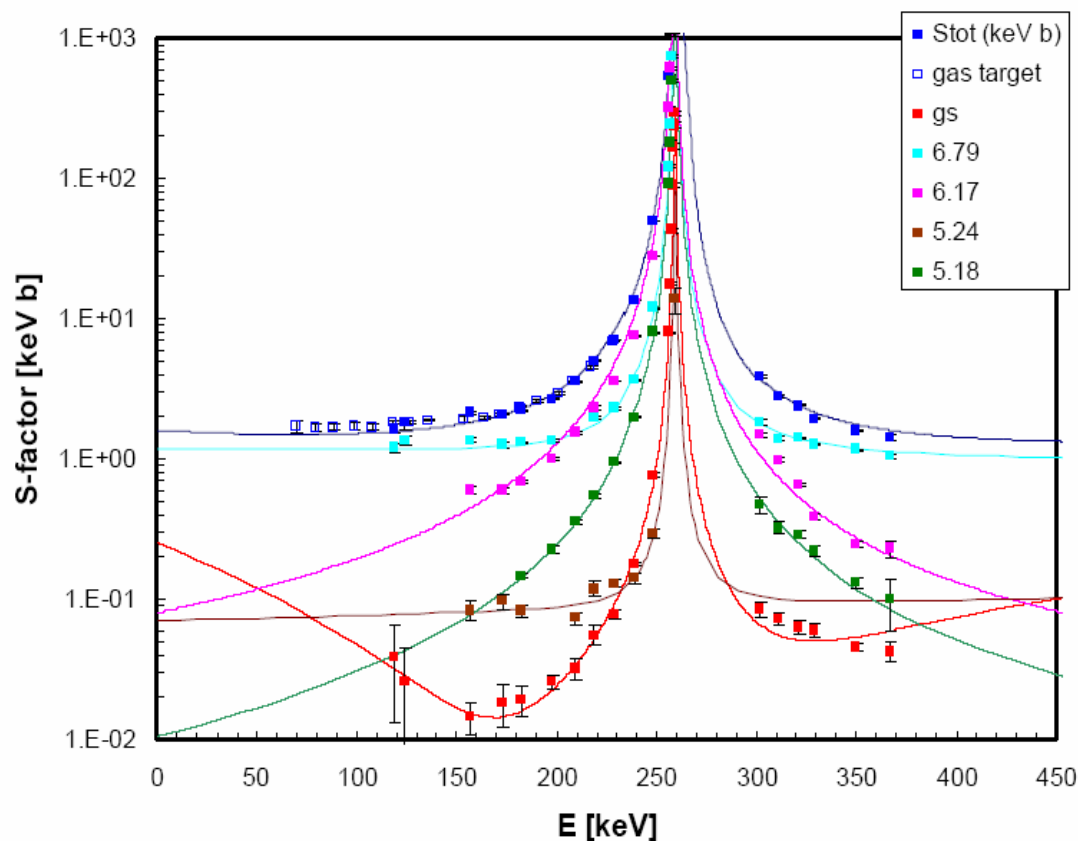


LUNA用 $4\pi$ BGO探测器 +  $^{14}\text{N}$ 无窗气体靶测量的 $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ 反应能谱( $E=70$  keV). 测量耗时49天, 入射质子束的电荷累计达到 928库仑. 蓝线表示天然本底, 绿线是束流引起的本底, 蓝色点线为地面实验室本底(有铅屏蔽).

# $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ 反应的总及各分跃迁天体物理S(E)因子

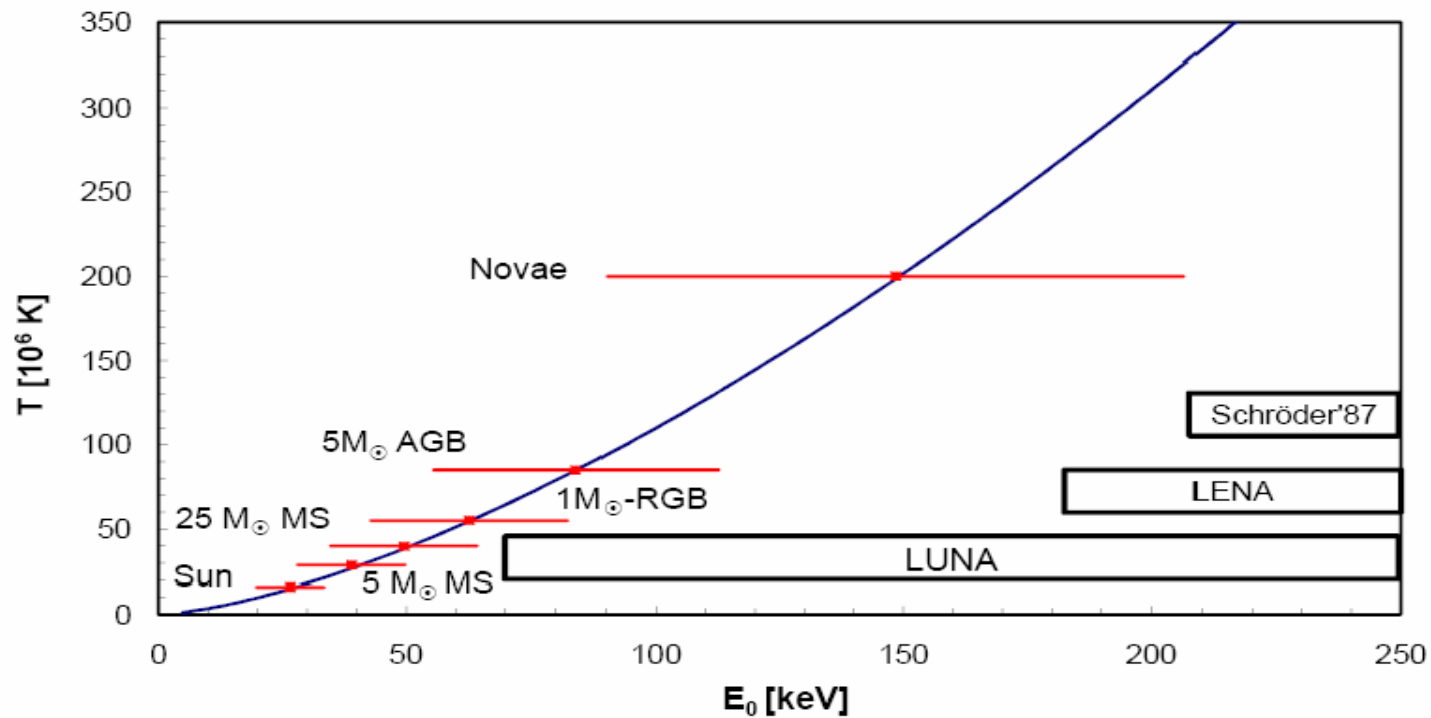
PLB 591(2004)61, EPJ A25(2005)455, NPA799(2006)297, PLB634(2006)483

G-峰  $E_0 \approx 70 \text{ keV}$  (AGB星);  $26 \text{ keV}$  (太阳)



$^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ 是CNO循环的瓶颈，决定整个循环的时标。  
100-400 keV能区的截面主要由  $E_R=259 \text{ keV}$ 的共振决定，它通过 $^{15}\text{O}$ 的5.18, 5.24, 6.17, 6.79 MeV激发态直接向基态退激。在100 keV以下能区， $E_R=507 \text{ keV}$ 的阈下共振对截面有重要贡献。为确定该阈下态的贡献，LUNA分两步测量了低能区的数据：先采用高分辨HPGe探测器和固态TiN靶研究每一跃迁的能量相关性（因 $\gamma$ 射线探测效率低，达不到期望的低能区），然后采用大体积的 $4\pi\text{BGO}$   $\gamma$ 射线能量相加探测器和天然N气无窗气体靶，使测量延伸至70 keV。

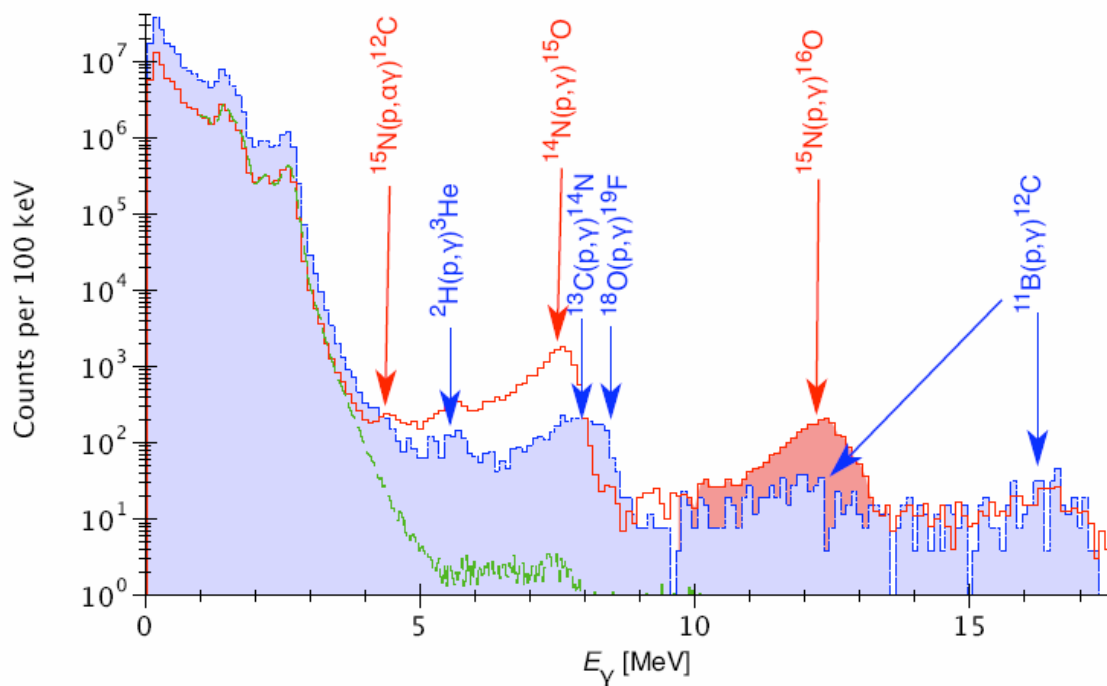
不同天体场合中 $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$ 反应的G-峰能量 $E_0$ :  
 太阳,  $5 M_{\odot}$ 和  $25 M_{\odot}$ 主序星,  $1 M_{\odot}$ 红巨星分支,  
 $5 M_{\odot}$ 渐进巨星分支和新星。纵坐标是对应的中心  
 区温度。**LUNA**的结果包括新星及AGB星。



## $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$ 反应新数据的天体物理意义

LUNA的数据与以前较高能量的数据结合起来表明，在较早的外推中过高地估计了阈下共振对俘获到基态的影响，导致理论预言的 $T_6 < 150$ 反应率比真实的高2倍。其天体物理意义是：1) 太阳中CNO循环对能量产生的贡献是0.8%，而非1.6%；太阳CNO中微子通量也应下调两倍；2) AGB星对星系化学演化的研究非常重要。长期未解决的一个问题是观测的与恒星模型预言的所有C以上元素的丰度相差2倍以上。采用新的 $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$ 反应率可以化解这一矛盾；3)....导致最古老球状星团的年龄缩短为 $14 \times 10^9$ 年，与利用卫星望远镜测量宇宙微波背景辐射的涨落得出的宇宙年龄 $(13.7 \pm 0.2) \times 10^9$ 年接近，提供了一个交叉验证。

(7) 新星能区 $^{15}\text{N}(\text{p},\gamma)^{16}\text{O}$ 总截面的直接测量(D. Bemmerer et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 36, 045202(2009))



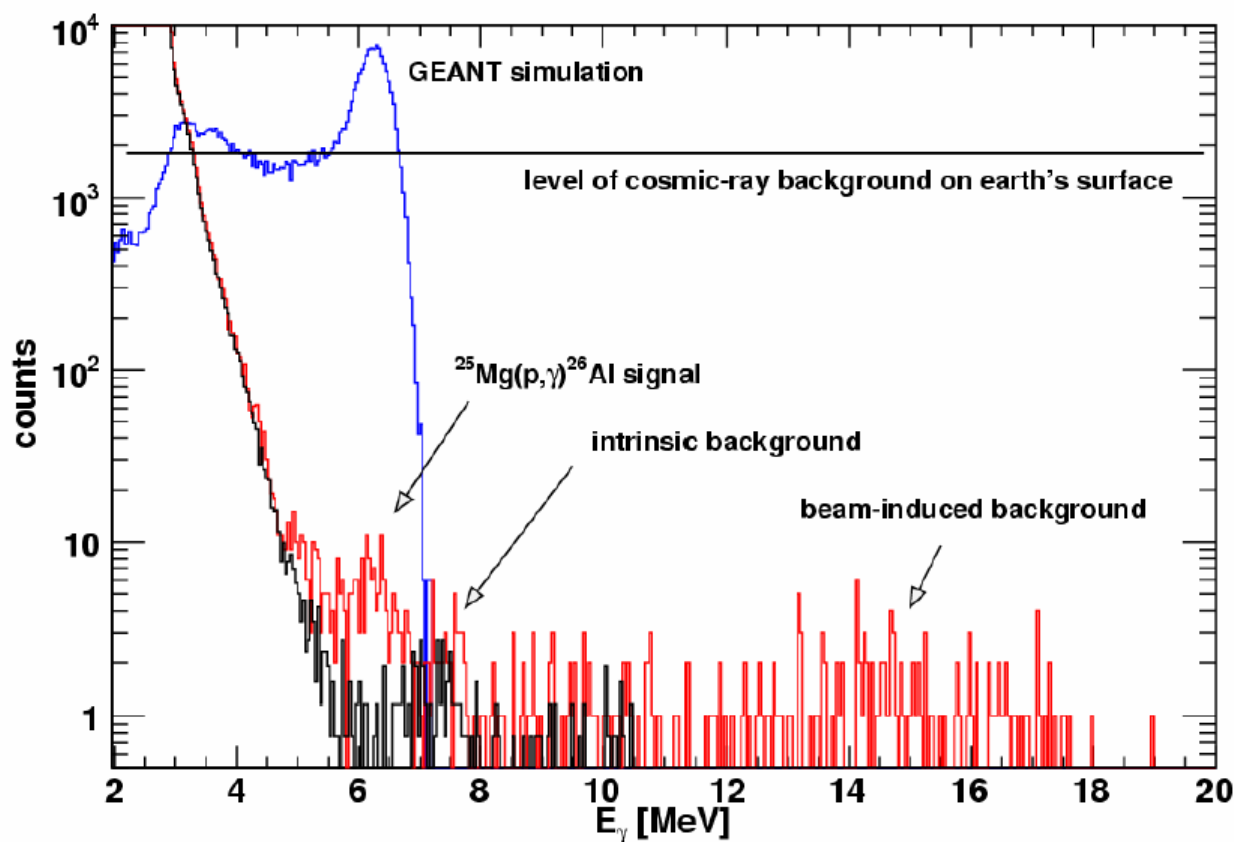
$^{15}\text{N}(\text{p},\gamma)^{16}\text{O}$ 反应是氢燃烧阶段物质从CNO循环的第一环向第二环过渡的必经路径。用充天然N气的**无窗气体靶**和**BGO  $\gamma$ -射线能量相加探测器**直接测量了对应新星能区(质心系能量**90-230 keV**) 该反应的总截面。结果是以前推荐值的1/2。



## (8) 低能区 $^{25}\text{Mg}(\text{p},\gamma)^{26}\text{Al}$ 反应的初步测量

卫星观测发现了来自 $^{26}\text{Al}$ - $\beta$ 衰变到 $^{26}\text{Mg}$ 的1809 keV $\gamma$ 射线, 其强度相当于在我们银河系的星际介质中存在大约6倍太阳质量的 $^{26}\text{Al}$ 。 $^{26}\text{Al}$ 的半衰期为 $7 \times 10^5$ 年, 若无新的天体事件, 它早该绝迹。有证据表明, 直到距今 $10^6$ 年前,  $^{26}\text{Al}$ 的核合成仍在大规模进行中。这大量 $^{26}\text{Al}$ 的核合成过程是核天体物理的重大疑难问题之一。为此, 需要研究产生和摧毁 $^{26}\text{Al}$ 及其 $E_x=0.228$  MeV同核异能素的各種核反应和衰变。 $^{25}\text{Mg}(\text{p},\gamma)^{26}\text{Al}$  ( $Q=6.306$  MeV)是关键的反应之一。基于已知的 $^{26}\text{Al}$ 能级结构可知, 在 $E=93,109$  和  $130$  keV可能存在低能共振, 其中93 keV共振最重要。LUNA的初步实验第一次观察到了93 和130 keV共振。

LUNA用4 $\pi$ BGO探测器和 $^{25}\text{Mg}$ 固体靶测量的  
 $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ 反应中E=93 keV共振的 $\gamma$ 射线能  
谱和用GEANT4模拟的 $\gamma$ 峰



## (9) 平稳氦燃烧阶段的关键反应及其对地下核天体物理实验室的需求和欧美国家建造新实验室的计划

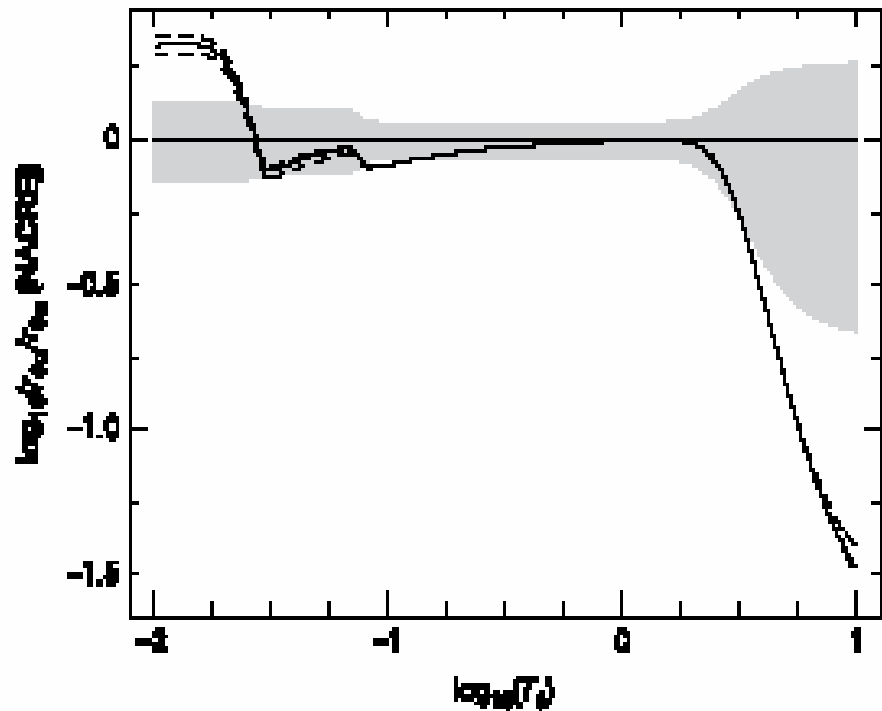
发生在红巨星氦燃烧阶段的  $\alpha + \alpha \leftrightarrow {}^8\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{12}\text{C}$  和  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$  是核天体物理中的两个关键反应。对给定的环境温度和密度，这两个反应率的比值基本上决定了氦燃烧阶段结束时  ${}^{12}\text{C}$  和  ${}^{16}\text{O}$  的相对丰度。前一反应是上世纪50年代从实验上发现的，至今仍在继续研究；对  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$  反应已做过持续近40年的实验测量，迄今仍远未达到需要的能区和精度。

诺贝尔物理奖得主Fowler曾评述说：We still cannot show in the laboratory and in theoretical calculations **why the ratio of oxygen to carbon in the sun and similar stars is close to two to one**(2.21 by mass). We humans are mostly **(84% by mass)** oxygen and carbon. We understand in general way the chemistry and biology, but we certainly do not understand **the nuclear astrophysics which produced the oxygen and carbon in our bodies.**

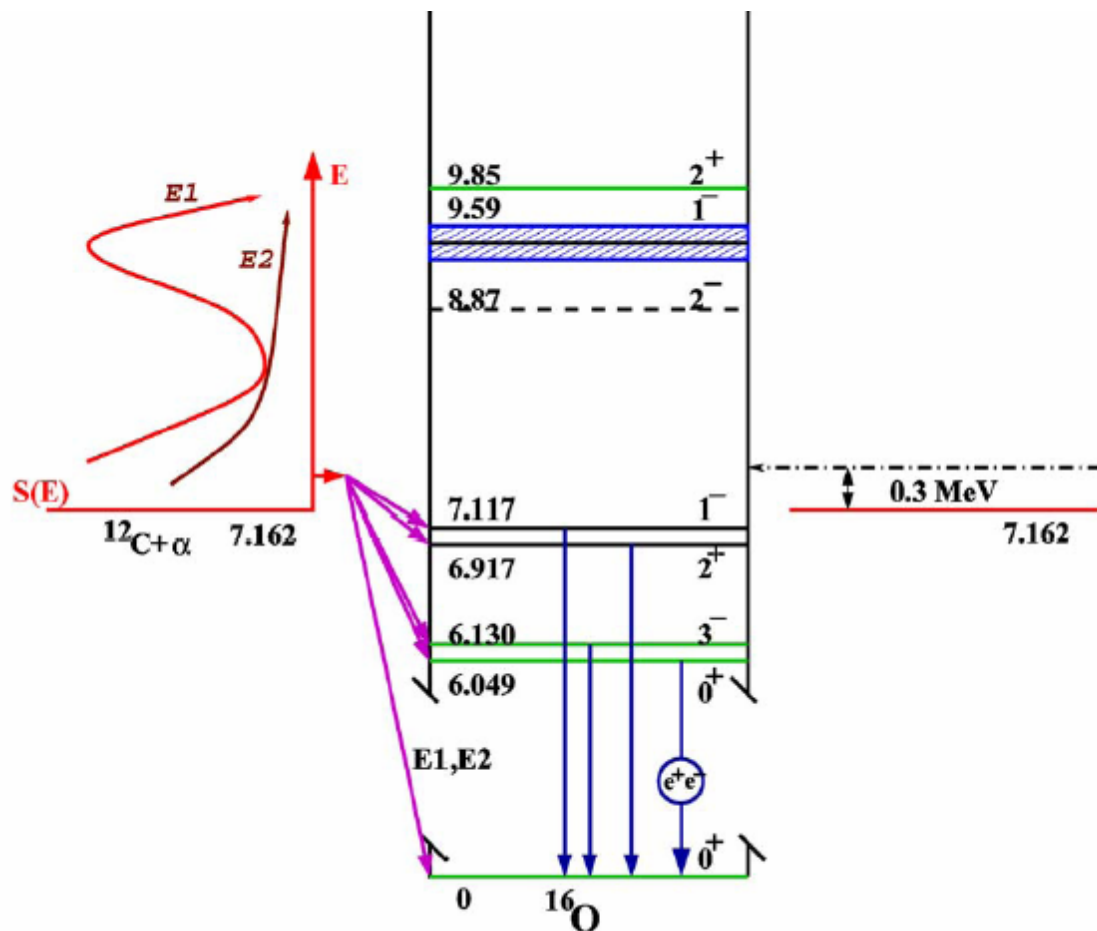
## ♥ $3\alpha \leftrightarrow {}^{12}\text{C}$ 反应实验新进展

通过测量 ${}^{12}\text{N}$ 和 ${}^{12}\text{B}$   $\beta$ 衰变,发现了 ${}^{12}\text{C}$  激发能 11 MeV的共振能级及其与9.1 MeV能级相干的贡献(最早发现的是7.65 MeV共振能级,它可以 $3\alpha$ 衰变,也可放 $\gamma$ 跃迁到基态)。根据新发现共振的数据,重新计算了 $10^7$ - $10^9$ K的反应率,结果与目前采用的标准反应率有显著的偏离:在 $\approx 5 \times 10^7$ K以下,高于标准的反应率,在 $10^9$ K以上,则比标准的低许多。这影响超新星核合成的预言。

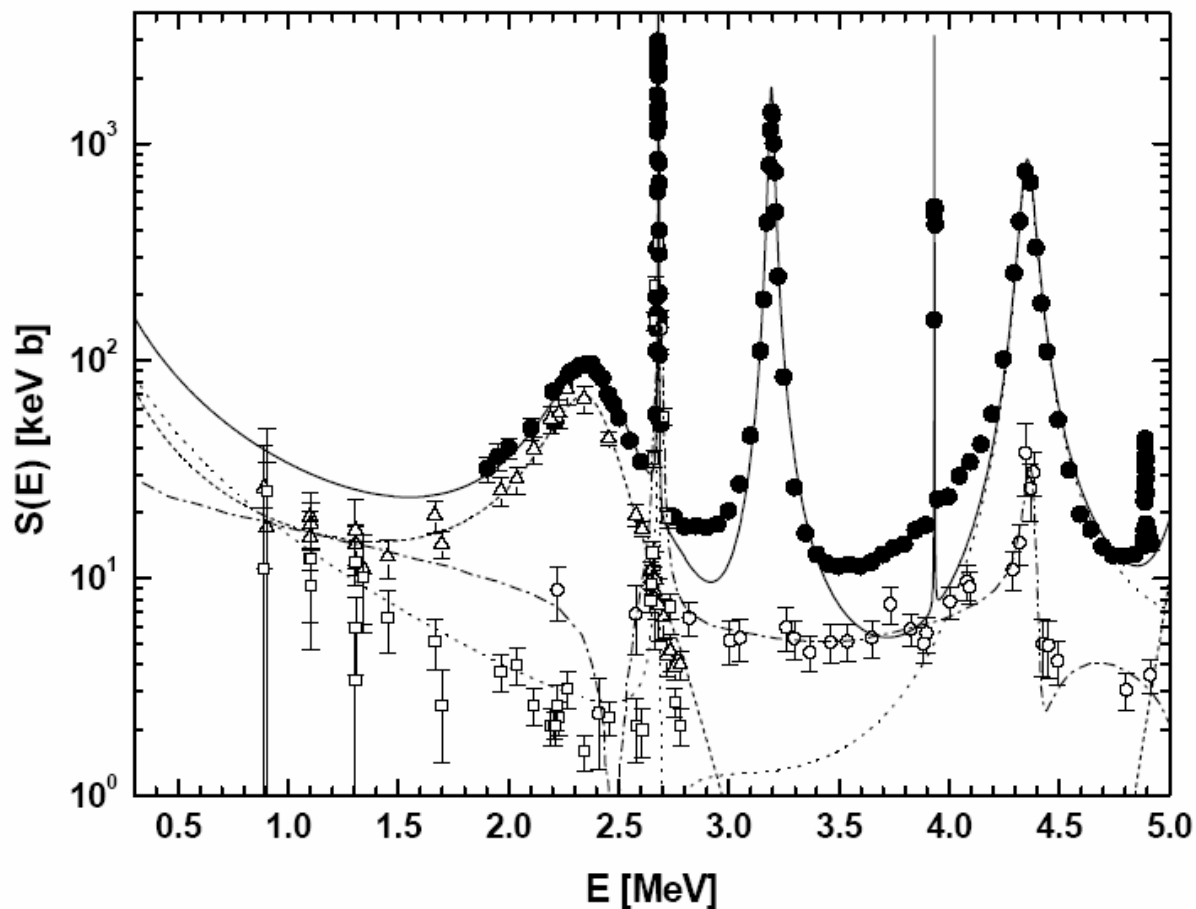
Revised rates for the stellar triple- $\alpha$  process from measurement of  ${}^{12}\text{C}$  nuclear resonances. Hans O. U. Fynbo,..., Youbao Wang et al., Nature 433 (2005) 136.



## ♥ $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反应实验测量的进展和困难



与  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  反应相关的  $^{16}\text{O}$  能级



我组李志宏, 柳卫平参加了加拿大TRIUMF的实验:

C.Matei,..., **Z.H. Li**, W.P.Liu, et al., PRL 97(2006)242503

$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  反应的研究现状。实心点是反冲质量谱仪测量的总S(E)因子。空心三角和正方分别是E1, E2  $\gamma$ -射线的测量结果, 空心圆圈是 $E_x=6.05$  MeV级联过程的数据。实线是R-矩阵拟合的各单一振幅之和, 点线和虚线分别是E1, E2的拟合结果。点划线是R-矩阵拟合的级联过程的数据。后者未包括在总结果中, 可能是ERNA的总S(E)因子高于共振之间R-矩阵拟合的各单一振幅之和的原因。

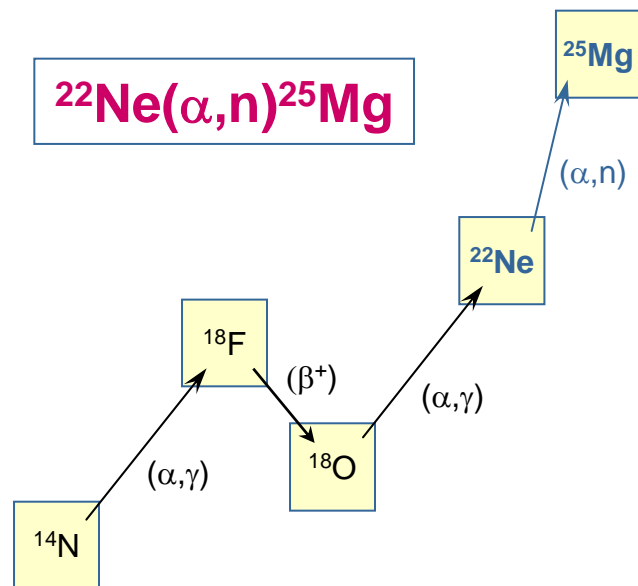
## $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ 反应研究现状和面临的困难

$^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ 反应在所有 $M > 0.55M_{\odot}$ 恒星的演化中都起很重要的作用，其截面不仅对上至铁区的中等质量核素的合成，而且对大质量恒星随后的演化进程和超新星动力学以及超新星爆发后残留物的种类都有决定性的影响。典型的伽莫夫能量 $E_0 \approx 0.3 \text{ MeV} (T_9 = 0.18)$ ，天体物理模型计算要求 $S(E_0)$ 的测量精度好于10%。尽管近40年来实验上做过多方面的巨大努力，包括探测伴随 $\alpha$ -俘获产生的 $\gamma$ -射线，测量 $\alpha + ^{12}\text{C}$ 弹性散射，测量 $^{16}\text{N}$ 的 $\beta$ -缓发 $\alpha$ 粒子能谱，直接或与 $\gamma$ -射线符合测量反冲产物 $^{16}\text{O}$ ，但因截面甚小（估计 $\sigma(E_0) \sim 10^{-17} \text{ b}$ ），物理过程复杂，特别是本底水平的制约，现有测量局限在0.9 MeV以上的能区，而且测量精度与模型计算的最低要求相去甚远。将实验推进到更低能区并提高测量精度无疑是当前核天体物理影响全局和难度最大的课题。在LUNA一类地下实验室做进一步测量将是不可避免的选择。



## ♥ 氮燃烧与 s-过程中子源反应

自由中子是不稳定的, 只能当场产生。最可能的中子源是:

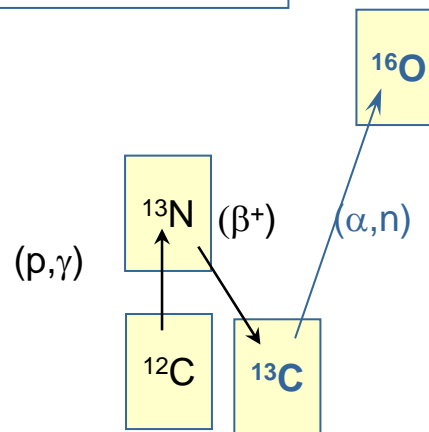


天体物理场所:

$M > 8 M_{\odot}$  恒星核芯氮燃烧和  
外壳层碳燃烧,  $T_8 \sim 2.2-3.5$



供给弱s-过程, 合成  $56 \leq A \leq 90$  的s-核

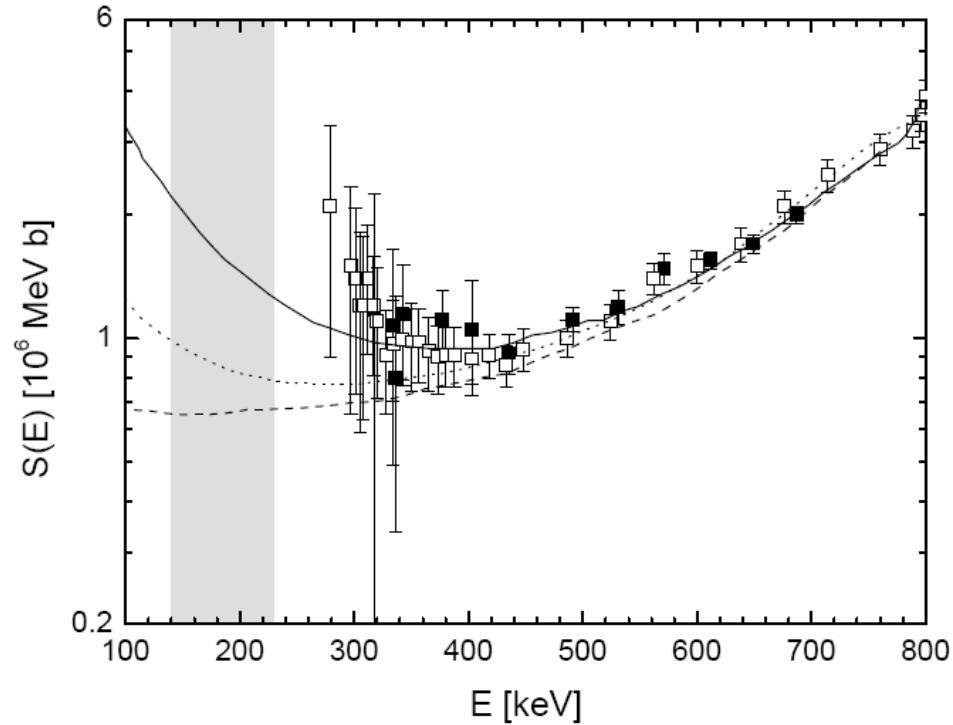


天体物理场所:

低质量 ( $1.5 - 3 M_{\odot}$ ) AGB星  
 $T_8 \sim 0.9-2.7$

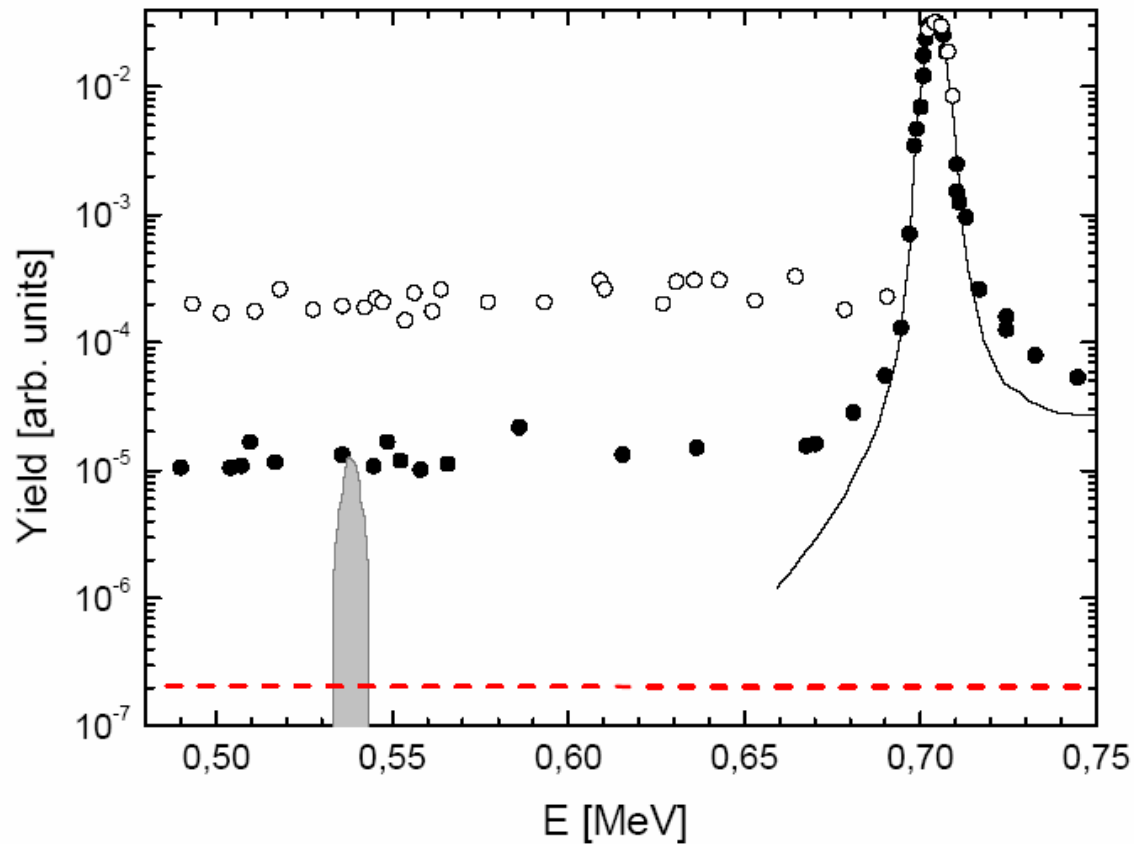


供给主s-过程, 主要合成  $90 \leq A \leq 209$   
的重元素, 约占重元素总量的一半



**$^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 反应天体物理 $S(E)$ 因子的直接测量:**

实心方框是最近的数据PRC78(2008)025803;空心的是以前的测量Astroph.J.414(1993)735。实线,点线和虚线表示不同的R-矩阵外推。阴影区表示AGB星s-过程的G-窗口。基于转移反应+ANC间接测量结果向低能外推得到的 $S(E)$ 因子彼此相差3-50倍,解决该分歧的最有效途径是在地下实验室直接测量。



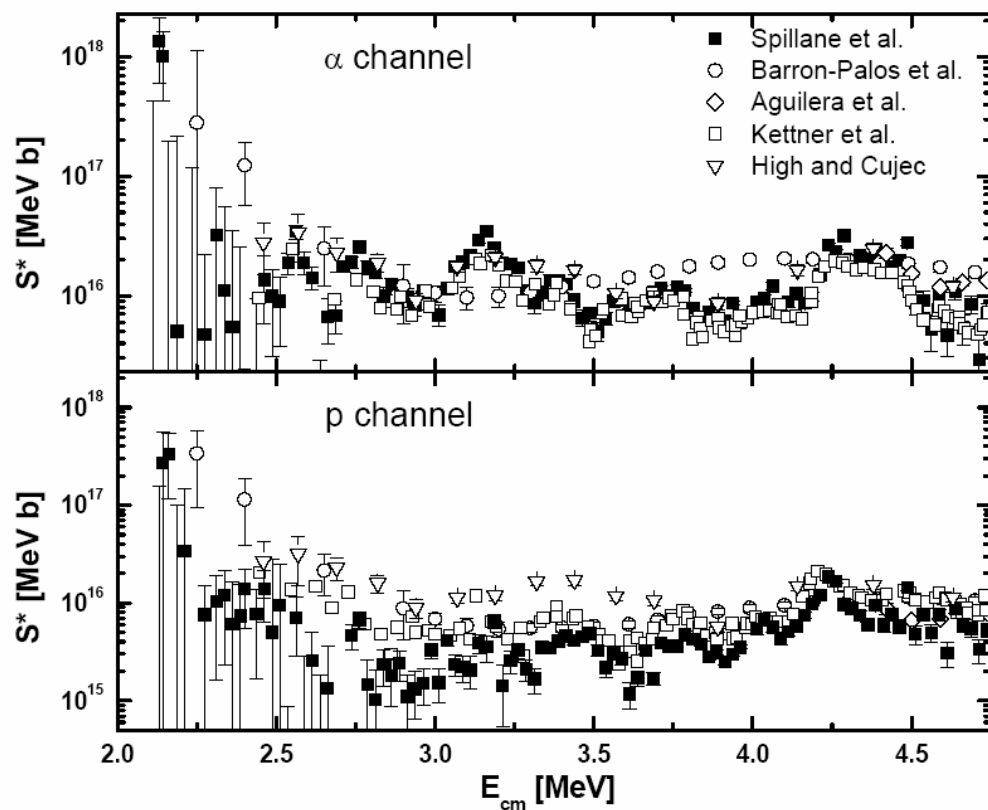
$^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ 反应低能区的激发函数:

实心点PRL87(2001)202501;空心圆圈Astrophys.

J.414(1993)735。所有0.68 MeV以下的数据都只表示上限。灰色区域表示预期的 $E=0.537\text{MeV}$ 共振。红色虚线表示未来地下实验的极限灵敏度。

# ♥ $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 出射 $\alpha$ 和 $p$ 反应道天体物理 $S(E)$ 因子的新测量

T. Spillane,..., **S. Zeng** et al. Phys.Rev.Lett. 98,122501(2007)



用氢杂质超低的C靶和 $\gamma$ 谱仪测量了 $E=2.10\text{--}4.75$  MeV能区的 $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$ ,  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{23}\text{Na}$ 反应。在 $E\leq 3.0$  MeV, 特别是G-峰高能尾巴的2.14 MeV处**观察到新共振**, 它导致 **$T_8=8$ 时** $\alpha$ 道的反应率提高5倍。由于该共振结构, 向 **$E_G=1.5$  MeV**的外推变得很不确定。**覆盖 **$E_G$** 能区的数据有待从地下核天体物理实验室获得。**

# What else can be done with LUNA2 400kV accelerator?

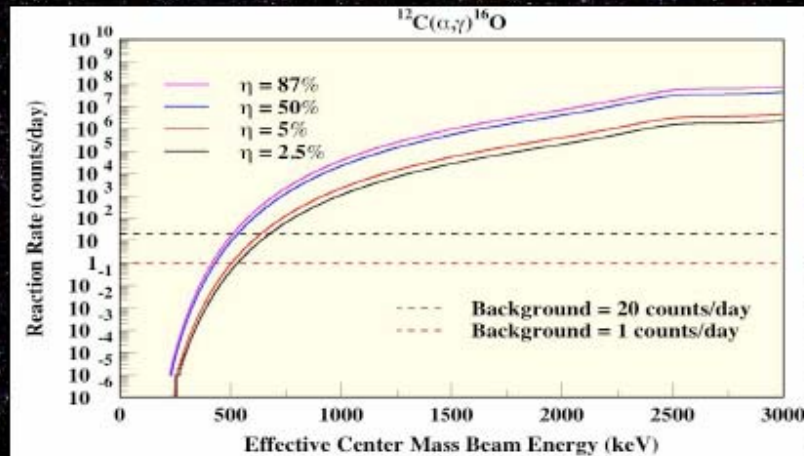
	reaction	Q-value (MeV)	Gamow energy (keV)	Lowest meas. Energy (keV)	LUNA limit
Ongoing experiment	$^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$	12.13	10-300	130	50
CNO cycle	$^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$	5.6	35-260	300	65
	$^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$	8.0	50-200	143	89
Ne-Na cycle	$^{23}\text{Na}(p,\gamma)^{24}\text{Mg}$	11.7	100-200	240	138
	$^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$	8.8	50-300	250	68
BBN	$\text{D}(\alpha,\gamma)^6\text{Li}$	1.47	50-300	700(direct) 50(indirect)	50
In preparation					

Proposal Approved by INFN (2008-2013)



# LUNA Future?

LOI to LNGS for a new accelerator for He-burning key reactions



$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$

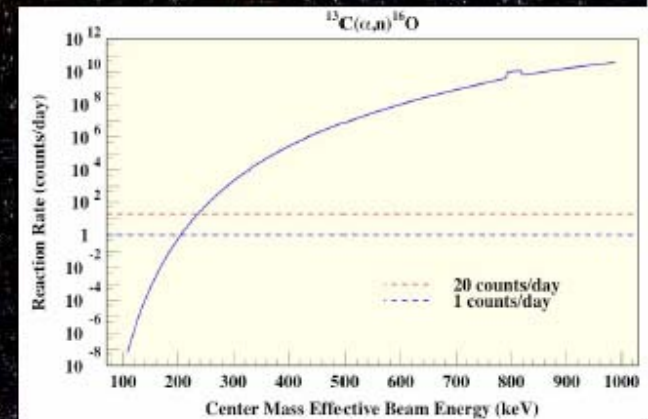
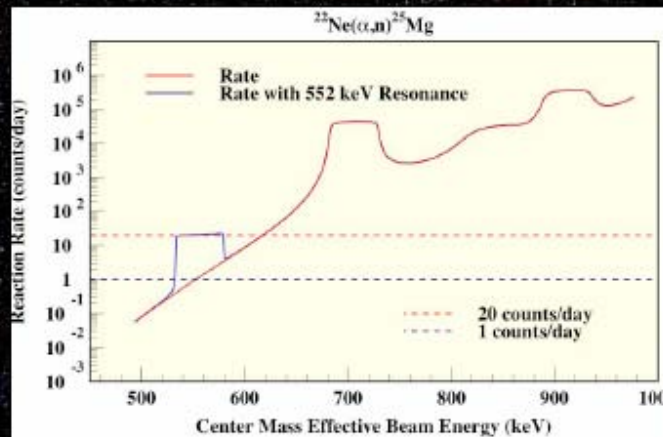
3.5 MV accelerator

The "Holy Grail"

n-sources for weak s-process

$^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$

$^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$





# Other projects for underground nuclear astrophysics

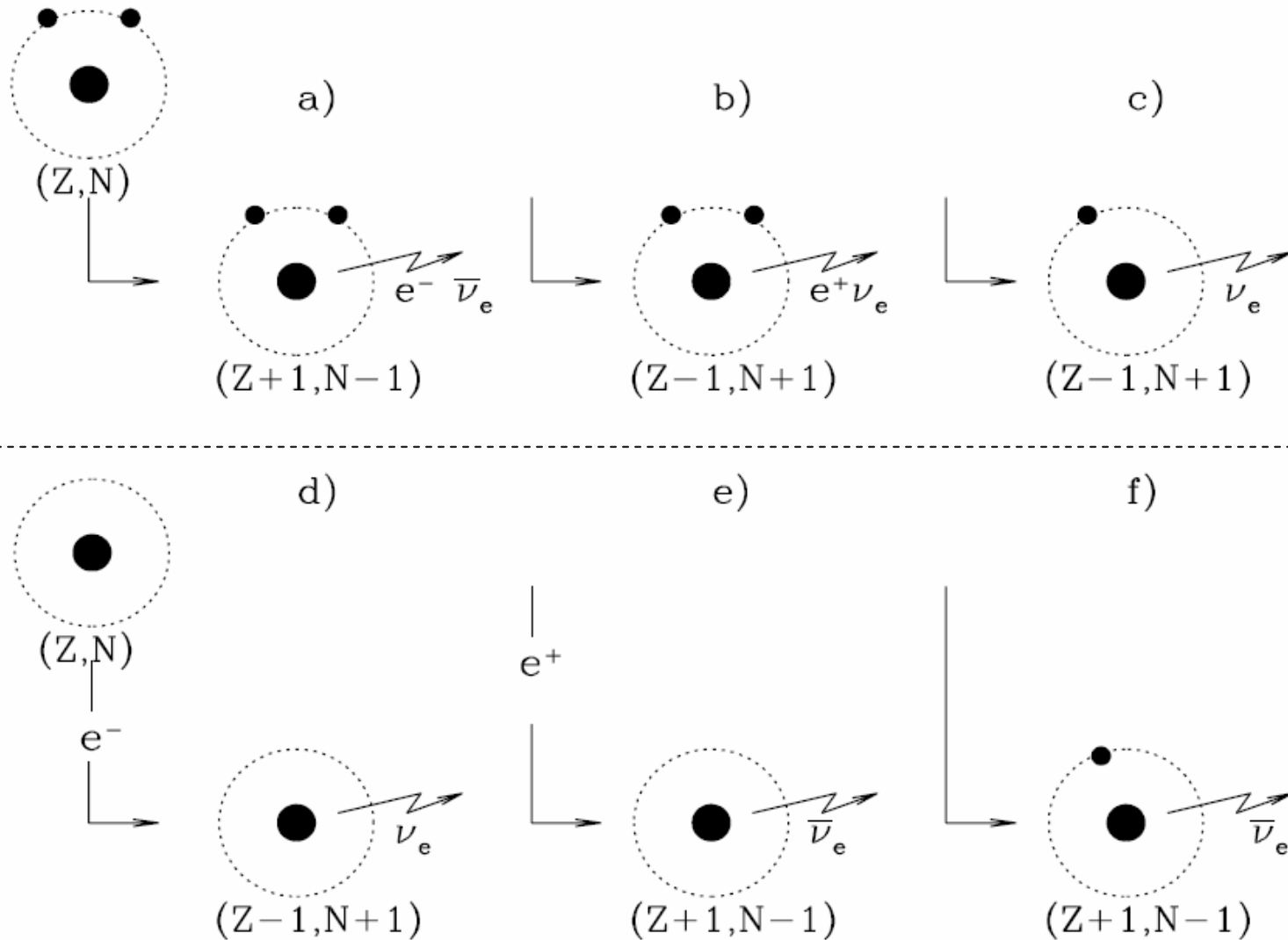
- **Homestake Mine, SD USA:** The DIANA project (Dakota Ion Accelerator for Nuclear astrophysics) in the framework of the DUSEL laboratory.
- **Boulby Mine (Institute of Underground Science) UK:** A proposal for an underground accelerator has been submitted.
- **Laboratorio Subterraneo de Canfranc, Spain:** A proposal for an underground accelerator has been submitted.



## 七、天体物理环境对核过程的影响 (部分资料)

- (1) 实验室和恒星等离子体中的**电子屏蔽效应**及高密度条件下的反应率 (参阅原子核物理评论, Vol.19, No.1(2002)7; (略过))
- (2) 高度电离条件下的 $\beta$ 衰变及其天体物理意义。天体环境中的原子通常处于高度电离的状态。理论和实验研究表明, 高度电离导致**某些核素的衰变模式、有效半衰期乃至稳定性**发生显著的变化。例如,  $^{163}\text{Dy}$ 中性原子是稳定的, 但其裸核 $^{163}\text{Dy}^{66+}$ 的半衰期变成 $47 \pm 5$ 年;  $^{187}\text{Re}$ 中性原子的半衰期为 $43.5 \times 10^9$ 年, 其裸核 $^{187}\text{Re}^{75+}$ 的缩短为 $32.9 \pm 2.0$ 年。这对恒星中的**s-过程核合成**有不可忽视的影响(参阅原子核物理评论, Vol.20, No.1(2003)11; J. Phys Radium, 1947, 8: 238; Phys Rev, 1961, 124: 495; Nucl Phys A, 1983, 404: 578; At Data and Nucl Data Tables, 1987, 36: 375; Phys Rev C, 1987, 36: 1522; Phys Rev Lett, 1992, 69: 2164; Phys Rev Lett, 1996, 77: 5190; Phys Lett B, 2003, 573: 80; Phys. Rev Lett, 2005, 95: 052501; Phys Rev Lett, 2007, 99: 262501; Phys Rev C, 2008, 78: 061603(R)。相关的实验是利用德国**GSI重离子加速器冷却储存环**完成的; (略过))

# 恒星环境中的 6 种 $\beta$ 衰变模式



原子核  $\beta$  衰变在恒星演化和核合成过程中起非常重要的作用。有一些理论和实验研究表明, 在高温、高密度的恒星内部和星际介质中某些核素  $\beta$  衰变的有效半衰期、衰变模式乃至  $\beta$  稳定性发生显著的变化<sup>[A99], [T05]</sup>。天体物理环境中的原子通常处于高度电离的状态, 电离对原子核  $\beta$  衰变特性的影响是核天体物理的重要研究课题之一。

在天体物理环境中存在六种  $\beta$  衰变模式, 分别为:

$$\begin{aligned}
 (Z, N, I; Kk)_i &\rightarrow (Z+1, N-1, I+1; K'k')_f + e^- + \tilde{\nu}_e && \text{连续态 } \beta^- \text{ 衰变,} \\
 &\rightarrow (Z+1, N-1, I; K'k')_f + \tilde{\nu}_e && \text{束缚态 } \beta^- \text{ 衰变,} \\
 &\rightarrow (Z-1, N+1, I-1; K'k')_f + e^+ + \nu_e && \text{连续态 } \beta^+ \text{ 衰变,} \\
 &\rightarrow (Z-1, N+1, I; K'k')_f + \nu_e && \text{轨道电子俘获,} \\
 (Z, N, I; Kk)_i + e^- &\rightarrow (Z-1, N+1, I-1; K'k')_f + \nu_e && \text{连续态电子俘获,}
 \end{aligned}$$

和

$$(Z, N, I; Kk)_i + e^+ \rightarrow (Z+1, N-1, I+1; K'k')_f + \tilde{\nu}_e \quad \text{连续态正电子俘获,}$$

式中括号外的下角标  $i, f$  分别表征初态和末态, 括号中的 5 个变量依次是核中的质子数, 中子数, 原子的电离度 (即质子数与束缚电子数之差), 原子核和原子的量子态。前三种衰变是实验室中常见的弱相互作用过程 (这里未列入非常稀少的双  $\beta$  衰变)。与实验室的情况相比, 在天体物理环境中它们的相对概率发生程度不同的变化。连续态电子俘获和连续态正电子俘获只能发生在恒星内部。在高温和高密度的恒星物质中, 发生连续态电子俘获的概率往往超过发生轨道电子俘获的概率。当自由电子进入简并状态后, 这种情况更加突出。在高温 ( $T \geq 10^8 \text{ K}$ ) 和低密度的恒星环境中, 连续态正电子俘获可能成为重要的衰变过程。

束缚态  $\beta^-$  (简称  $\beta_b^-$ ) 衰变是与连续态  $\beta^-$  (简称  $\beta_c^-$ ) 衰变相伴随的一种特殊的弱相互作用两体衰变模式: 衰变产生的电子不是被发射到连续态中, 而是出现在子核原子因电离而空出的束缚电子态上; 同时发射一个携带着几乎全部衰变能的单能反中微子 (子核的反冲能为  $\text{meV}$  量级); 衰变前后原子的电离度保持不变。它是轨道电子俘获的时间反演过程。

表 1 在典型的 s-过程环境条件下  $\beta_\beta$  衰变导致  $\beta^-$  衰变概率倍增的理论估计。只列出了倍增因子  $(\lambda_\beta + \lambda_c)/\lambda_c > 5.0$  的核素， $\infty$  表示倍增因子超过  $2 \times 10^5$

核素	$^{104}\text{Ru}$	$^{150}\text{Nd}$	$^{157}\text{Gd}$	$^{160}\text{Gd}$	$^{163}\text{Dy}$	$^{171}\text{Tm}$	$^{179}\text{Hf}$	$^{187}\text{Re}$	$^{194}\text{Os}$	$^{193}\text{Ir}$	$^{195}\text{Pt}$	$^{205}\text{Tl}$	$^{210}\text{Pb}$
因子	15	$\infty$	$\infty$	11	120	9.9	20	34	16	40	250	480	2000

### (3) 低激发态热布居对原子核 $\beta$ 衰变的影响

恒星中的原子核处于高温光子与自由电子的包围之中。由于与光子和电子的相互作用，原子核不仅处于其基态，还布居其激发态。在达到热平衡的情况下，激发态的相对布居概率可用 Boltzmann 公式描述，即

$$N_x / N_g = \{(2J_x + 1) / (2J_g + 1)\} \exp(-E_x / kT) ,$$

式中脚标  $x$  与  $g$  分别表示激发态和基态， $J_x$  与  $E_{xx}$  分别表示激发态的自旋和激发能。当环境温度超过  $10^8$  K 时，某些核素低激发态的热布居概率达到不可忽略的程度。例如，当  $T_9 = 1.5$  时， $^{19}\text{Ne}$  处于其第一激发态的概率达到 47%。

激发态的热布居不仅影响反应截面,而且改变衰变特性。特别是在(1)基态衰变很慢和(2)母核具有激发能相当低的激发态,它们可以通过禁戒程度较弱的跃迁达至子核的基态和/或激发态的条件下。仅举一例:

天体物理环境中  $^{79}\text{Se}$  的  $T_{1/2}(\text{eff})(\text{年})$  vs.  $\text{Temp.}(10^8 \text{ K})$

$0 \rightarrow 3 \times 10^8 \text{ K}, 10^6 \rightarrow \approx 1 \text{ 年}$

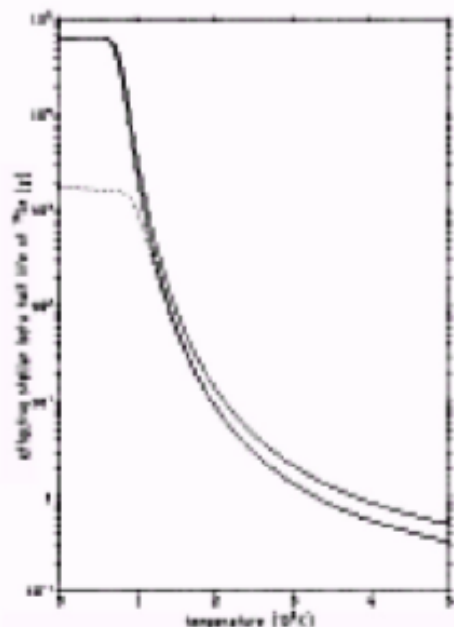


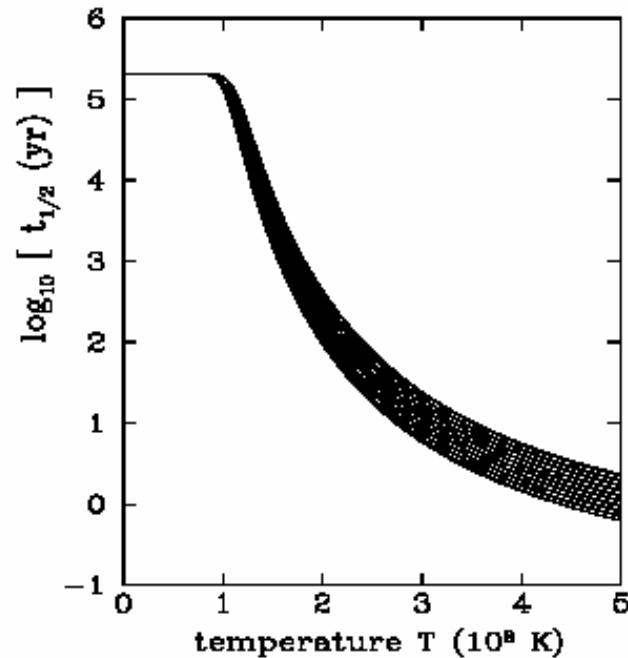
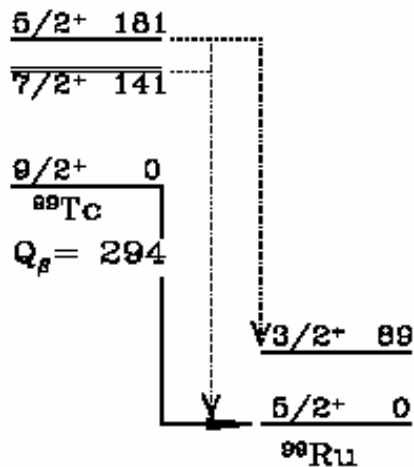
FIG. 7. Stellar half-life of  $^{79}\text{Se}$  as a function of temperature. The solid line reflects the uncertainty of our measurement. The dashed line refers to  $\log f = 8.3$  for the ground state decay.

基于高通量反应堆  
热中子活化的直接  
测量和理论计算。

半衰期的变化来自  
 $^{79}\text{Se}$ 第一激发态-同  
质异能态 (96 keV,  
半衰期 3.9 分)  $\beta$ 衰  
变分支比的贡献。

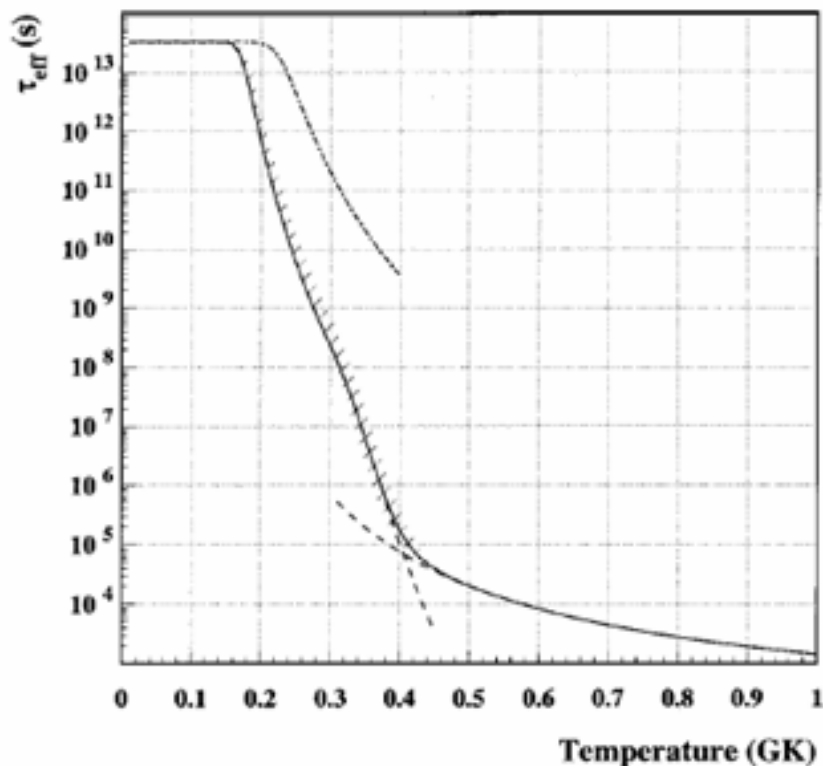
Klay N, Käppeler F.  $\beta$ -decay rate of  $^{79\text{m}}\text{Se}$  and its consequences for the s-process temperature. Phys Rev C, 1988, 38: 295-306





左图是 $^{99}\text{Tc}$ 及其 $\beta$ 衰变子核 $^{99}\text{Ru}$ 低激发态的激发能(keV)和自旋-宇称。 $^{99}\text{Tc}$ 基态向 $^{99}\text{Ru}$ 基态的衰变是缓慢的二级禁戒跃迁。 $^{99}\text{Tc}$  143 keV 同核异能态的 $\beta$ 衰变也是缓慢的。在天体物理环境中被热布居的  $^{99}\text{Tc}$  141和181 keV能级预期经受点线箭头表示的快速Gamow-Teller容许跃迁。右图是壳模型计算预言的  $^{99}\text{Tc}$ 有效半衰期随温度的变化, 阴影带表示估计的不确定性(Takahashi K, Mathews G J, Bloom S D. Shell-model calculation of  $^{99}\text{Tc}$  beta decay in astrophysical environments. Phys Rev C, 1986, 33:296-302, 在这一特例中, 衰变率几乎与密度无关)。又见 Arnould M, Takahashi K. Nuclear astrophysics. Rep Prog Phys, 1999, 62: 395-464

# Coc A et al., Lifetimes of $^{26}\text{Al}$ and $^{34}\text{Cl}$ in an astrophysical plasma. Phys Rev C, 61,015801(1999)



$^{26}\text{Al}$ 有效寿命随天体物理等离子体温度的变化(实线),画有短斜线区域表示相应的不确定性。

用壳模型研究了高温天体物理光子气体中的热平衡对 $^{26}\text{Al}$ 和 $^{34}\text{Cl}$ 寿命的影响。伴随 $^{26}\text{Al}$ 的缓发1.809 MeV  $\gamma$ -射线的发现,该同位素显示出对 $\gamma$ -射线天文学的重要意义。由于 $^{26}\text{Al}$ 有一个短寿命( $T_{1/2}=6.34$  s)的同核异能素,其核合成复杂化。 $^{34}\text{Cl}$ 也有类似的情况,其同核异能素 $^{34\text{m}}\text{Cl}$  ( $T_{1/2}=32$  m)也跟随缓发特征 $\gamma$ -射线发射。由于高温条件下短寿命能级的热布居,这两个核的寿命变短。但由于同核异能态的存在,热布居被延迟。

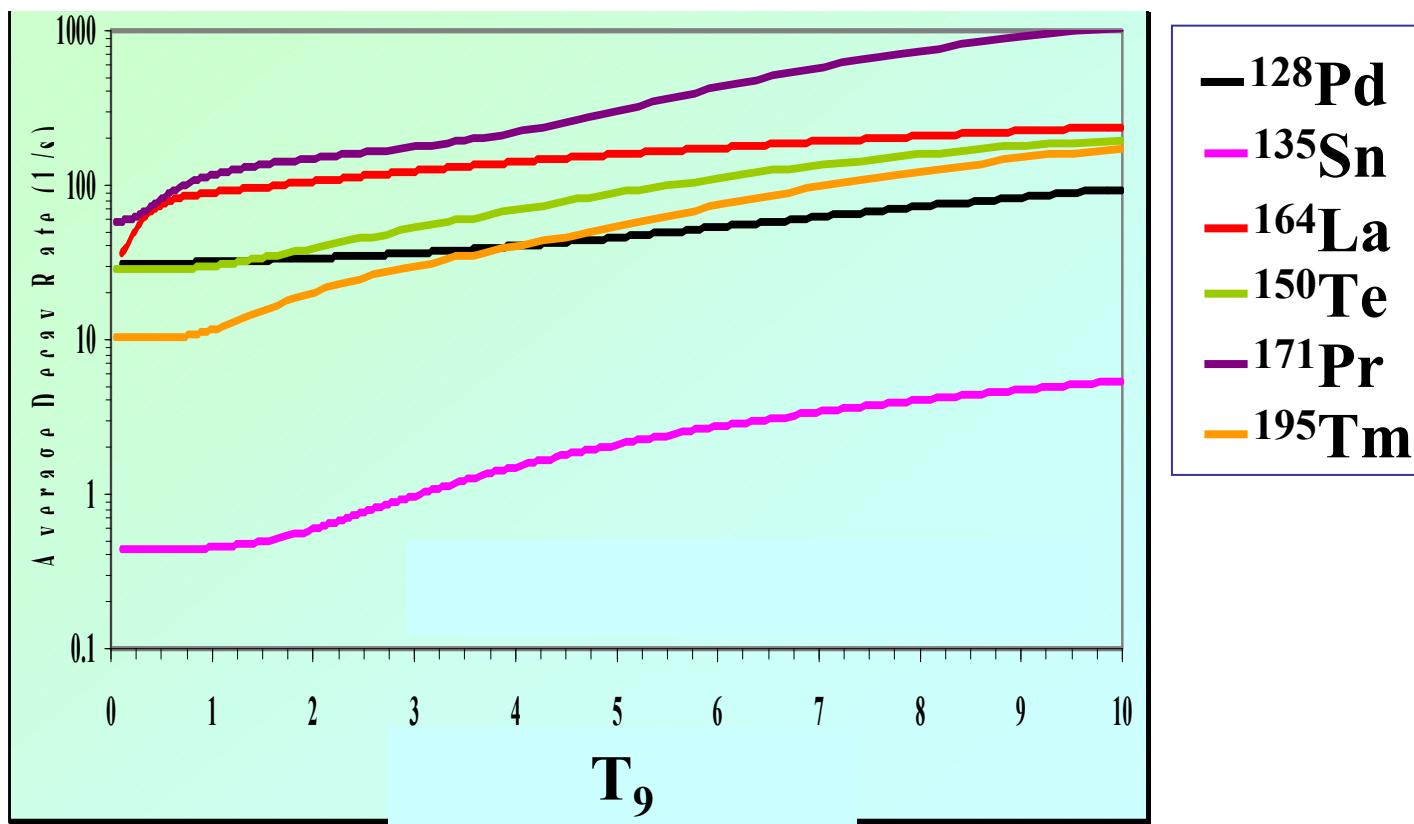
**M. A. Famino et al., 基态和激发态的 $\beta$ -衰变率及其对r-过程核合成的影响。 J Phys G: Nucl Part Phys, 35, 025203 (2008)**

### The Network Calculation

- Type II Supernova Model in the Schwarzschild Geometry
- Full Network Calculation (Kajino et al. 1999)
  - ~3700 Nuclei from  $A=1$ -240 from  $\beta$ -Stability to the Neutron Drip Line
  - Extensive network continuous between  $\alpha$ -process and r-process
- Simulation Until Well Beyond Freezeout
- $\beta$ -Decays Given as Functions of Temperature

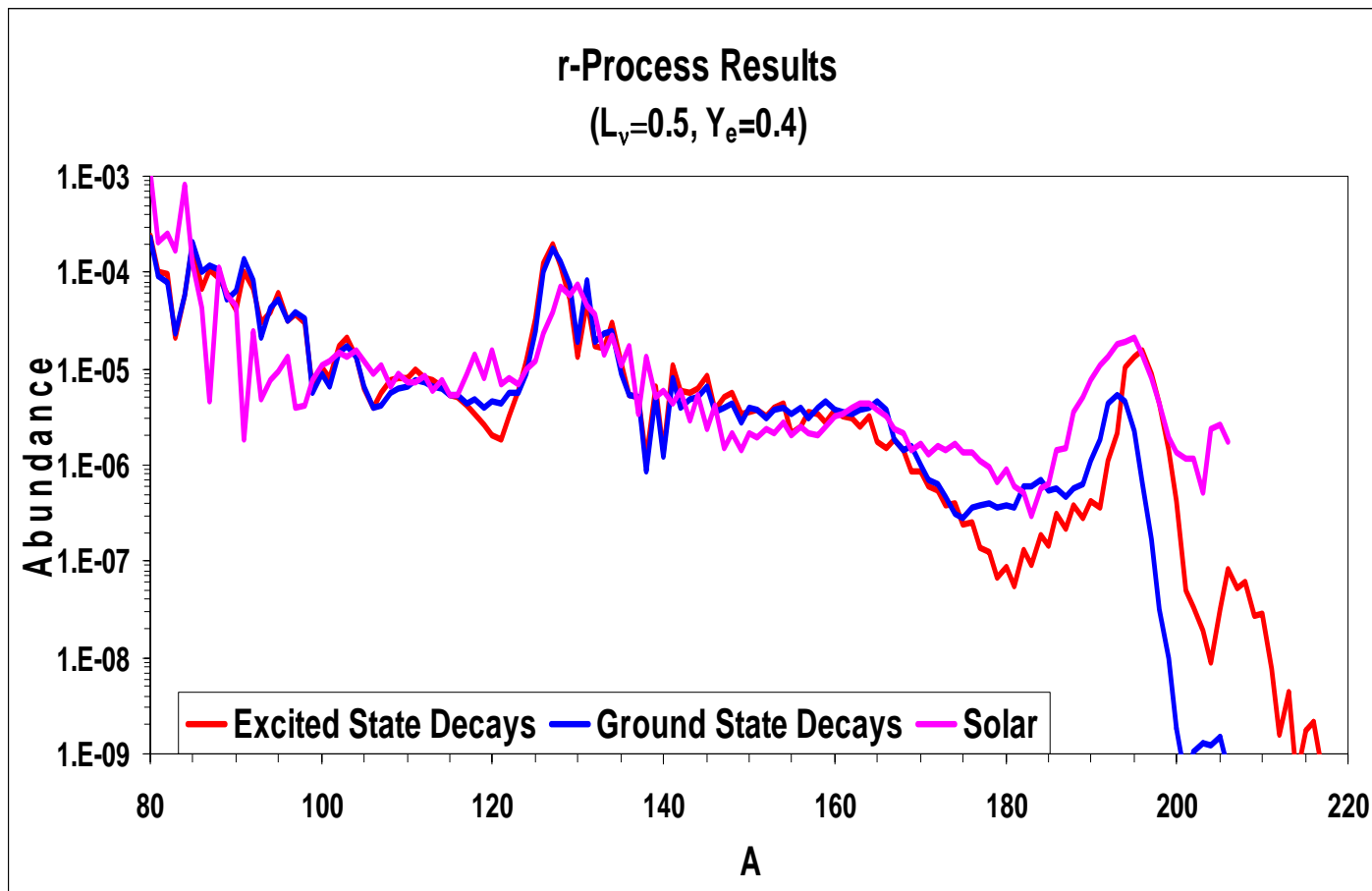
# ★ 激发态热布居对r过程核 $\beta$ -衰变率的影响 (理论计算)

- ▲ 增加了 $\beta$ -衰变率
- ▲ 改变了许多反应的有效Q值



平均衰变率随温度的变化

## ★ 激发态 $\beta$ -衰变对r-过程核合成的影响

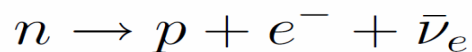
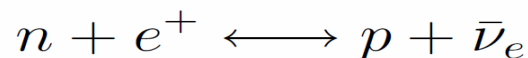
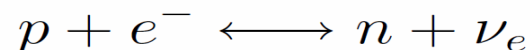


通过 $\beta$ -缓发中子发射和冻结相互作用  
改进了r-过程丰度分布的模型计算

## 八、大爆炸原初核合成 (F. Iocco et al., Phys Rep, 472, Issues 1-6, 1(2009))

### (1) 重子密度均匀分布的标准模型(SBBN)

大爆炸理论认为宇宙起源于  $\approx 140$  亿年前的一次大爆炸，物质、能量乃至时间、空间都在此“瞬间”出现。从大爆炸后  $10^{-35}$  秒(温度大约  $10^{28}\text{K}$ )发展到 1 秒(温度大约  $10^{10}\text{K}$ )的时段内是粒子世界，其间经历了各种粒子的产生、不同相互作用的分离等粒子物理研究的过程。在一个温度为  $T$  的热平衡系统中，粒子的动能可近似地写为  $kT$ 。如果此值大于某种粒子质量对应的  $mc^2$  的 2 倍，则可产生该种粒子的正、反粒子对。当温度降到  $kT \ll mc^2$  后，已产生的粒子对会“湮灭”掉。在高温条件下，光子可以产生质子-反质子对及中子-反中子对。在中微子处于热平衡时，质子与中子会通过正、负电子与正、反中微子弱相互作用而相互转化，从而使质子与中子保持一定的比例。到大爆炸后约  $10^{-2}$  秒时，温度降为大约  $10^{11}\text{K}$ ，宇宙中有大量光子和中微子，较少的电子、质子和中子。质子和中子的数目通过下列弱相互作用过程达到平衡：



中子质量稍大于质子质量，按照玻尔茨曼分布，达到热平衡状态时两者丰度的比值为

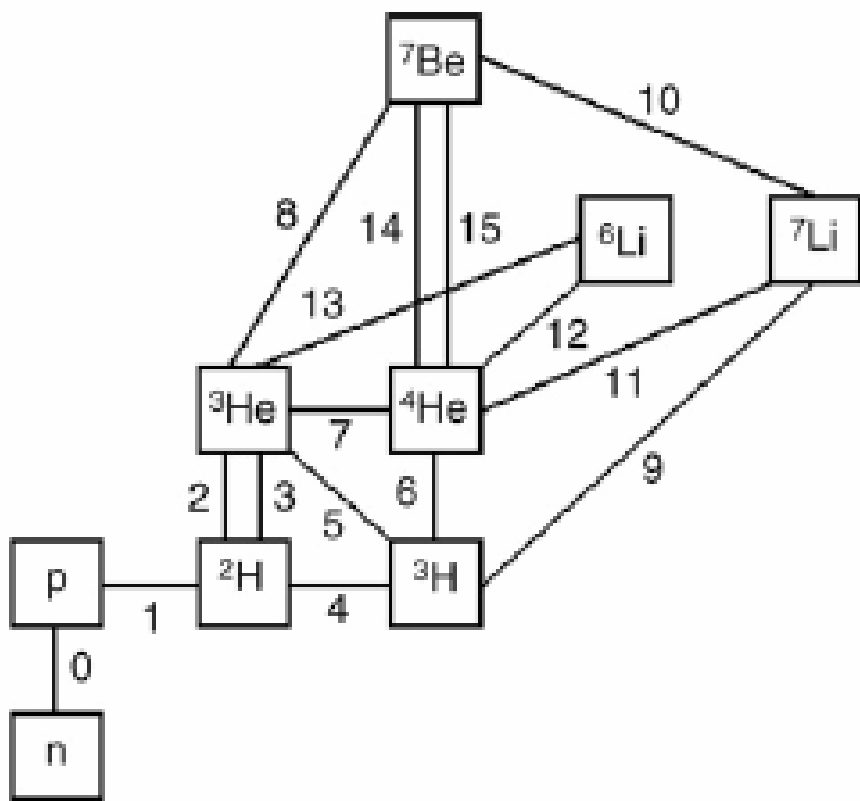
$$\frac{N_n}{N_p} = e^{-(m_n - m_p)/kT}$$

随着温度进一步下降，两者间的平衡逐步被打破，当温度降到大约**10<sup>10</sup>K**时，中子与质子数之比为**0.22**。此时宇宙中的粒子组成为：处于热平衡的大量 $\gamma$ 光子及 $e^+$ 与 $e^-$ ；脱离热平衡的3种中微子及其反粒子；处于热平衡的少量质子与中子。

自由中子会发生衰变，如果不“躲进”原子核中，它就不能被“保存”下来。在10<sup>10</sup>K时(系统中光子的平均能量约为1MeV),有很多光子的能量高于2.2 MeV。即使质子与中子能结合成氘核，也会因 $\gamma + d \rightarrow n + p$ 光致分裂为自由质子与中子。只有当温度降到**5 × 10<sup>9</sup>K**以后，即大爆炸后的几分钟，氘核形成的几率开始超过其光致分裂的几率时，核合成过程才真正开始。首先由质子与中子合成氘，继而以氘为“种子核”，逐步形成<sup>4</sup>He，使中子全都“躲进”其中，得以保存下来。



## 标准模型原初核合成相关反应



序号	反应
0	中子衰变
1	$^1\text{H} (n, \gamma) ^2\text{H}$
2	$^2\text{H} (p, \gamma) ^3\text{He}$
3	$^2\text{H} (d, n) ^3\text{He}$
4	$^2\text{H} (d, p) ^3\text{H}$
5	$^3\text{He} (n, p) ^3\text{H}$
6	$^3\text{H} (d, n) ^4\text{He}$
7	$^3\text{He} (d, p) ^4\text{He}$
8	$^3\text{He} (\alpha, \gamma) ^7\text{Be}$
9	$^3\text{H} (\alpha, \gamma) ^7\text{Li}$
10	$^7\text{Be} (n, p) ^7\text{Li}$
11	$^7\text{Li} (p, \alpha) ^4\text{He}$
12	$^4\text{He}(d, \gamma) ^6\text{Li}$
13	$^6\text{Li} (p, \alpha) ^3\text{He}$
14	$^7\text{Be} (n, \alpha) ^4\text{He}$
15	$^7\text{Be} (d, p) ^4\text{He}$

此外还有  $^2\text{H}(\text{n}, \gamma)^3\text{H}$ ,  $^2\text{H}(\text{d}, \gamma)^4\text{He}$ ,  $^3\text{H}(\text{p}, \gamma)^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}(\text{n}, \gamma)^4\text{He}$ ,  
 $^3\text{He}(^3\text{He}, 2\text{p})^4\text{He}$ ,  $^4\text{He}(^3\text{He}, \text{p})^6\text{Li}$  和  $^7\text{Be}(\text{e}^-, \nu_{\text{e}})^7\text{Li}$

等一系列由质子、中子和轻粒子引起的反应。精细测量天体物理能区上述反应的截面仍是实验核天体物理的重要工作之一。

$\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $\text{D}$  及  $^7\text{Li}$  ( $^6\text{Li}$  及  $\text{Li}$  难题) 五种核素是宇宙系统从  $10^{10}\text{K}$  降至  $10^9\text{K}$  时开始合成的原初核。它们的丰度可以根据粒子物理、核物理及宇宙学的一些基本规律推算出来。表1列出了根据大爆炸原初核合成标准模型之一计算出的原初核素丰度。结果表明, 绝大部分中子通过上述反应链进入了 $^4\text{He}$ 中, 氦与氢的质量份额大约为1比3, 这与天文观测符合得很好, 成为支持大爆炸宇宙理论的有力证据之一。

但标准模型计算的 $^6\text{Li}$ 丰度比贫金属恒星(天体物理中 $^4\text{He}$ 以上核素都界定为金属)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。这个 $\text{Li}$ 原初丰度的难题涉及SBBN的物理图景是否完善、相关核物理输入量的可靠性、 $\text{Li}$ 的产生机制和天体环境以及天文观测精度等多方面有待深入探讨的问题。

表1. 根据原初核合成标准模型计算得到的原初核素丰度  
(Austin S M, Prog Part Nucl Phys, 7(1981)1)

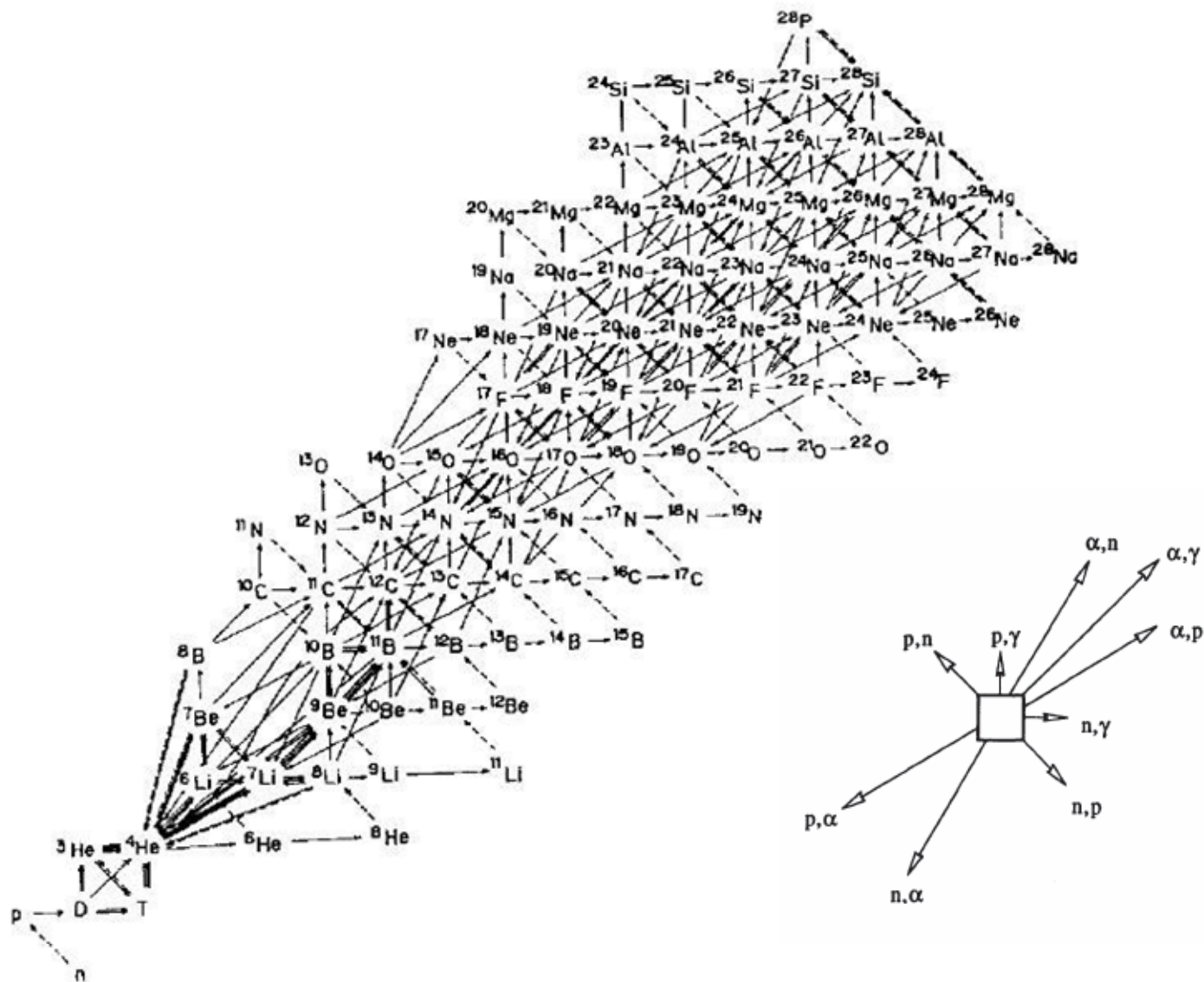
Nuclide	Number Density ( $N_i/{}^1\text{H}$ )	Mass Fraction
${}^1\text{H}$	1.0	0.75
${}^2\text{H}$	$(1.6 \pm 1.0) \times 10^{-5}$	$(2.5 \pm 1.5) \times 10^{-5}$
${}^3\text{He}$	$(1.8 \pm 1.2) \times 10^{-5}$	$(4.2 \pm 2.8) \times 10^{-5}$
${}^4\text{He}$	$(7.5 \pm 0.9) \times 10^{-2}$	$0.23 \pm 0.02$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

从表1中可以看出,  ${}^7\text{Li}$ 的丰度很低。由于质量数 $A=8$ 处不存在稳定核素, 标准模型的反应链基本上终止在 ${}^7\text{Li}$ ,  $A > 7$ 的核素几乎不可能合成。

1987年以来，一些学者相继提出了若干种重子数密度不均匀的原初核合成模型(**IBBNs**)。其要点是：大爆炸后约 $10^{-5}$ 秒发生的夸克-强子相变导致约1秒时宇宙中重子密度分布的不均匀状态。由于中子在光子和电子等离子体中的扩散长度比质子的大得多，造成相对丰质子的高密度区和相对丰中子的低密度区。与**SBBN**模型相比，**IBBNs**改变了原初核合成的物理环境，使许多入射道包含放射性核的反应变得非常重要。在标准模型中难以绕过的 $A=8$ 处稳定核缺口，可以通过放射性核的反应作为桥梁跨越过去，进而在丰中子低密度区经由原初的 $r$ -过程产生一些丰中子核素。在丰质子高密度区，可通过原初的 $rp$ -和 $\alpha p$ -过程产生丰质子核素。图1显示了非标准模型反应网络的一部分。需要研究的主要反应是：

${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ ,  ${}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}(\alpha, n){}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{Be}(p, \alpha){}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ ,  ${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{C}$ ,  ${}^8\text{B}(\alpha, p){}^{11}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{C}(n, \gamma){}^{15}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{C}(p, \gamma){}^{15}\text{N}$ ,  ${}^{14}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{18}\text{O}$  和一系列丰中子放射性核的 $(n, \gamma)$ 反应。其中有些反应的研究已取得重要进展，例如 ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ ,  ${}^8\text{Li}(n, \gamma){}^9\text{Li}$  和  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ ，但多数仍有待开展实验测。目前看来，**IBBNs**可能高估了放射性核引起的反应对原初核合成的贡献。

图1. 非标准模型的反应网络



## 小结：认知和展望

1. 核天体物理(Nuclear Astrophysics/Nuclear Physics of the Cosmos)是核物理与天体物理一个非常重要的交叉学科，与粒子天体物理、天文学和宇宙学密切相关。应加强各相关领域的交流。
2. 核天体物理的研究现状距真正实现它的目标还相去甚远。实验核天体物理仍面临十分严峻的挑战。在某种意义上可以说，它比传统核物理实验研究更为艰难。伴随放射性离子束装置、地下实验室、更先进的探测技术和理论分析手段的出现，核天体物理正进入一个新的发展阶段。期望各位同学关心和积极参与核天体物理研究。
3. 我们应该而且可以充分利用国内条件，结合国际合作，做出力所能及的贡献。既要重视放射性离子束的实验，又要重视稳定离子束实验；既要抓住直接测量的机会，又要进一步提高间接测量的能力。参照欧美国家的方案，我国计划建造的地下实验室理应包括核天体物理的实验设施。