

预测方法。

在这方面,美国政府首先拨款支持美国陆军材料和力学研究中心(AMMRC)及美国国家标准局(NBS),对先进结构陶瓷进行力学性能可靠性评价及寿命预测技术的研究。Quinn等(AMMRC)曾以13种高性能结构陶瓷(包括各种工艺的 $\text{Si}_3\text{N}_4$ , $\text{SiC}$ )为对象,以燃气轮机陶瓷件为应用目标,进行了各种应力条件实验,温度为 $1000\text{--}1400^\circ\text{C}$ ,连续承载试验时间长达15000h,为陶瓷的可靠性评价积累了大量数据,并由此建立了许多先进的高温力学性能测试设备。

电子与光电子技术的不断发展为材料的无损评价提供更多的可用技术。例如,高技术项目中热波检测技术所用的电声成像装置分辨率已优于 $2\mu\text{m}$ 。对陶瓷材料亚表面缺陷检测,对涂层的微裂纹扩展和气孔分布,半导体材料的表面改性和光损伤观察等方面都开展了有效的研究。虽然提高检测的分辨率是材料无损评价的一个重要方面,但是应坚持以实用为主,切实地解决具有一定分辨能力的实用检测技术对新材料的发展是重要的。

总之,我们要充分认识材料对整个科学技术发展的先导作用,要了解 and 掌握社会发展对新一代材料的要求和材料发展的总趋势。根据

我国国情和实际需要,在制订好总体规划和有效的实施计划的前提下,首先必须保证一支精锐的科研队伍,开展材料科学的基础研究。例如,目前的国家自然科学基金项目和八六三高技术项目就是一种有效的形式。政府支持和资助这些项目,科研人员应该珍惜机会,在“信息爆炸”的时代,及时把握方向,广泛开展各种学术交流活 动,从中得到启发,确保我国材料科学的基础研究不落后于世界水平。其次是应用研究,要在充分调查市场需求的基础上,综合国内外材料发展的趋势,开展一批中短期将具有较大应用前景的项目的研究。科学技术是第一生产力,只有对准社会的要求,科学技术才会发挥出巨大的威力。基础研究与应用研究并不是毫无关系的,基础研究是应用研究的基础,应用研究所产生的经济效益又反过来扶植基础研究。当然应用研究并不能直接产生效益,其中还有一个非常重要的环节就是开发。过去人们忽视了这一过程,使科研与生产脱节,造成非良性循环。如今国内外形势喜人,加快开发过程的进行,投入较多的人力与物力已势在必行,其成果转化形式也是多种多样的,如建立中试基地,与企业联营,所办公司等都将有利于成果产业化和使科技单位本身搞活。

## 核 天 体 物 理 学\*

### ——核物理和天体物理的相互影响

王 荣 平

(Drexel 大学物理系)

吕南姚

(Cornell 大学天文系)

冯 达 璇

(Drexel 大学物理系)

Friedrich-Karl Thielemann

(Harvard 大学 Smithsonian 天体物理中心)

核物理学研究核结构和核反应,它在我们探索认识这个物质的宇宙方面起着极其重要的作用。近年来,随着全世界许许多多实验室建造放射性束流装置的兴趣逐渐增长,这个领域中以前的许多疑难问题也许会在这十年内得到答案。单就这个理由就已经在整个核物理学内激起了对核天体物理学强烈的兴趣。在这篇文章中,我们将介绍核天体物理学中某些关键课题的梗概。我们希望这篇文章能激励人

\* 本文原稿为英文,由南京大学天文系彭秋和翻译。

们在这个领域中进行更多的科学研究。

## Abstract

Nuclear physics, dealing with nuclear structure and reactions, plays a vital role in our quest to understand the physical Universe. More recently, with the increased interest in constructing radioactive beam facilities in a large number of laboratories throughout the globe, answers to many previously intractable questions in this field may be obtained within this decade. This reason alone has already stimulated a surge of interest in nuclear astrophysics within the nuclear physics community. In this article, we shall give a synopsis of some of the key topics in nuclear astrophysics. It is our hope that this article will serve as a catalyst to encourage more scientific researches in this exciting area in China.

## 一、历史的回顾

可以令人信服地证明，由中国天文学家于公元1054年观测到的超新星爆发现象标志着天体物理学的开始。那次爆发事件的废墟至今仍然可以以蟹状星云的形式为人们所看到（见图1）。长期以来，超新星一直是天体物理学研究中人们感兴趣的一个天体。当然，现代天体物理学开始于1812年。那时，Joseph von Fraunhofer 在太阳光谱中发现了一些暗线。

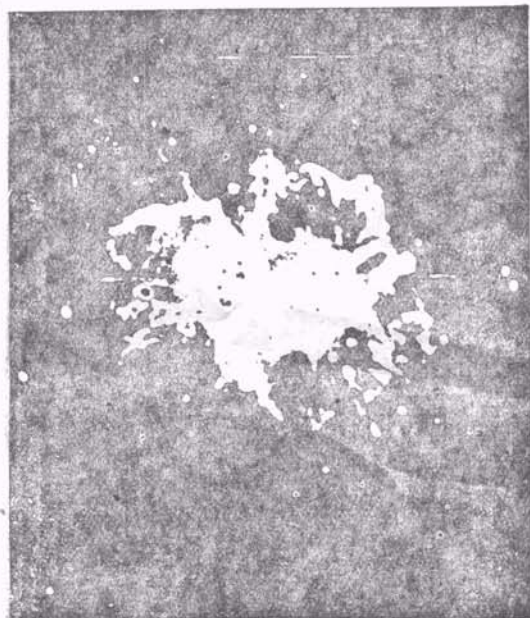


图1 引人注目的蟹状星云彩色照片  
(Palomar 天文台照片)

100多年以后，Carl von Weizsäcker 于1934年奠定了核天体物理学的基石。他曾想像宇宙开始于一个由氢组成的超巨质量的恒星，所有的化学元素都是在它的内部由氢“炼制”而成。这个氢球随后爆炸，使得其内的所有元素作为爆炸的碎渣而四溅散开。但是在40年代后期，George Gamow, Hans Bethe and R. A. Alpher 证明了在早期宇宙时期不可能出现那样一种宁静的核燃烧阶段，这是因为那样一种超巨球体将会极其不稳定。进而他们提出了一种新的宇宙模型，这个模型发展为现在人们所熟知的标准模型，即更引人瞩目的“宇宙大爆炸模型”。宇宙大爆炸模型相当满意地解释了许多天体物理观测资料，包括存在2.7K的背景辐射，轻元素的原初丰度以及宇宙的膨胀。按照大爆炸模型，在诞生后0.01s左右的早期宇宙温度大约为 $10^{11}$ K，它充满了高能光子和相对论性轻子和强子：电子( $e^-$ )和它的反粒子( $e^+$ )，中微子和反中微子，中子和质子。质子和中子之间的平衡是由它们同正负电子以及同中微子之间的相互作用来维持的。然后，其比率是由 $\exp(-\Delta M/kT)$ 来确定的，其中 $\Delta M$ 是中子与质子的质量差。在大约1s时，温度已经下降到 $10^{10}$ K( $kT \approx 1\text{MeV} \approx \Delta M$ )左右，中子同质子的比率值大约冻结在1:6处。此后，这个关键的宇宙学参量只是因自由质子衰变而改变。应该注意的是，直到这个时刻，还没有明显的核合成，这是因为高温光子气体引起的光子离解过程将优先发生。实际上，一直到大爆炸后的

200s 左右才会出现核合成, 这时光子气体温度下降到大约  $10^9\text{K}$ , 中子质量丰度下降到约  $1/7$  原初核合成可以开始。在  $(n, \gamma)$ ,  $(p, \gamma)$ ,  $(d, p)$  和  $(d, n)$  的一系列过程中产生  $^1\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , 其中  $^4\text{He}$  是具有最大束缚能的原子核, 因而具有最大的丰度。

以此为背景, Gamow 假设所有更重的元素都是通过类似的机制产生的。但他立即面临一个严重的困难: 不存在质量为 5 或 8 的稳定元素。这意谓着, 按照这个方案, 原初核合成必然实际上终止于  $^4\text{He}$ , 这是因为氦核不能俘获一个质子或另外的氦核而形成新的稳定的原子核。实际上, 按照这个方案, 似乎要在比该时刻更为致密的环境下才能够合成新的元素。重元素的合成需要逐渐增加温度和密度。然而, 大爆炸宇宙是膨胀的, 而且它的整体的温度密度在持续不断地降低。结论是简单的: 在宇宙学环境下不可能发生进一步的核合成。这个矛盾使 Gamow 的观念破灭了。虽然某些理论曾认为, 宇宙或许是非均匀的, 它能够产生一些重元素, 但近来的一些研究已经排除了这种可能性, 即它对重元素的贡献远不能解释象图 2 中所表明的太阳系中观测到的元素丰度。因此, 核天体物理学的主要问题是探讨周期表中重于氦的

元素的起源。

重于  $^4\text{He}$  的原子核的核合成应当发生在温度和密度都充分高的地点。这就自然地引导人们去研究恒星的内部, 因而迫使理论家面临当时曾使得天文学家头痛的问题: 即维持恒星发光的能源是什么? 那个年代的许多著名的天体物理学家, 例如 Arthur Eddington 也确实完全被这个问题迷惑了。突破口是在 1938 年, 那时 Hans Bethe 和 Weizsäcker 各自独立地提出了太阳的能量来自其内部的 P-P 核反应。

1950 年初, Edwin Salpeter 和 Fred Hoyle 解决了随着  $^4\text{He}$  的燃烧, 更重的元素是如何得以产生的问题。1957 年, E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler 和 F. Hoyle (BBFH) 以及 A. G. W. Cameron 在两篇不同的论文中, 各自独立地提出了所有的重元素确实可以通过发生在恒星内部的核燃烧来合成, 这一成果标志着这个领域的研究到达了另一个里程碑。BBFH 和 Camaron 的论文促进了现代核天体物理学的发展。这个领域已成为天文学家的强有力的工具, 利用它可以研究恒星如何演化, 元素如何合成, 太阳系什么时候形成等许多问题。正如人们可以想象那样, 这是一个复杂但又非常激动人心的领域。目前, 它在理论上、观测上和实验上的发展仍然非常迅速。下面, 我们将讨论核天体物理学理论上某些引人瞩目的进展以及它们对恒星演化和核合成的作用。

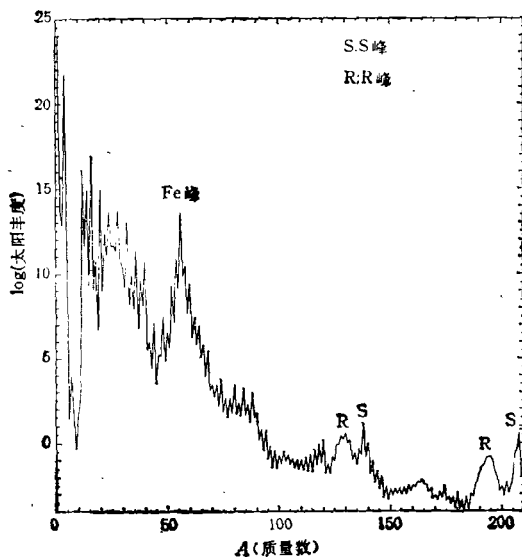


图 2 太阳系化学元素的观测丰度(根据 E. Anders 和 N. Grevesse 给出的资料, 见文献[23])

## 二、关于恒星生命的描述

有两种不同的核合成方式: 通过原子核聚变释放出能量的核燃烧方式和中子俘获过程。核燃烧过程产生原子质量不大于铁核的几乎所有元素, 而中子俘获过程则被认为是存在着比铁更重元素的主要原因<sup>1)</sup>。

- 1) 在标准的核物理惯例中,  $A(B, C)D$  表示一种核反应, 其中原子核 A 同 B 核反应产生 C 和 D。
- 2) 还存在着一些质子俘获过程, 它们是合成富质子元素的主要原因。直到今天, 这种合成机制的细节远未搞清。几个实验室正在提出他们的研究方案。

### 1. 核燃烧方式<sup>2)</sup>

宇宙大爆炸之后,其碎渣是由  $\gamma, e^+, e^-, \nu, \bar{\nu}, n, p^{2)}$  和在原初核合成中产生的一些最轻的原子核所组成,它们是  $^1\text{H}, ^3\text{He}, ^4\text{He}$  和少量  $^7\text{Li}$ . 星系中致密星云内引力和热不稳定性是恒星的形成的原因. 星系形成和第一代恒星形成很可能出现在当宇宙大约是现在年龄的 10% 的年代. 第一代恒星几乎完全由氢和氦组成. 较重的元素主要是在恒星演化期间合成的. 然而,即使现在,较重的元素也只占宇宙中总质量的 2% 左右. 在理论上,质量大于  $0.01 M_{\odot}$  的天体可以形成恒星 ( $M_{\odot}$  表示太阳质量),但是只有质量大于  $0.1 M_{\odot}$  的恒星最后才会经历氢燃烧阶段,而且更重要的是才能合成重元素. 质量在  $0.01 M_{\odot}$  和  $0.1 M_{\odot}$  之间的恒星通常称为褐矮星,因为它们始终不太明亮,难以观测,这里我们将不讨论.

随着恒星的收缩,它的一部分引力能转化为热能,从而使恒星内部加热. 当核心温度达到氢燃烧的阈值温度<sup>3)</sup>  $\sim 1-4 \times 10^7\text{K}$  时,核燃烧是通过所谓的 p-p 链方式进行的. 它将氢核转变为氦核<sup>4)</sup>. p(p, e<sup>+</sup>ν)d 反应和 d(p, γ)<sup>3</sup>He 反应将逐步地把氢“烧烩”变成氦,随即生成 <sup>3</sup>He. 然后,这个不稳定的 <sup>3</sup>He 以一定的概率通过 <sup>3</sup>He(<sup>3</sup>He, 2p)<sup>4</sup>He 反应而被摧毁,从而产生稳定的 <sup>4</sup>He. 这个反应序列在文献中称为 p-p-I. <sup>3</sup>He 转变为 <sup>4</sup>He 的其他途径是通过所谓的 p-p-II 和 p-p-III 链来进行的. p-p-II 链的定义为反应序列 <sup>3</sup>He(α, γ)<sup>7</sup>Be, <sup>7</sup>Be(e<sup>-</sup>, ν)<sup>7</sup>Li 和 <sup>7</sup>Li(p, α)<sup>4</sup>He, p-p-III 链的定义为 <sup>3</sup>He(α, γ)<sup>7</sup>Be, <sup>7</sup>Be(p, γ)<sup>8</sup>B, <sup>8</sup>B(e<sup>+</sup>, ν)<sup>8</sup>Be\* 以及 <sup>8</sup>Be\*(α)<sup>4</sup>He. 所有的反应链都以 <sup>4</sup>He 作为最后产物而完成从 <sup>1</sup>H(p) 到 <sup>4</sup>He 的核合成过程. 正如图 3 所示,从氢到铁,每个核子的核结合能逐渐增加,因而上面的那些反应必定是放热的. 计算表明,这三个反应链分别释放出 26.20MeV, 25.66MeV 和 19.17MeV 的能量,以维持恒星的光度. 处于氢燃烧阶段的恒星称为主序星,我们的太阳就是其中很普通的一个. 恒星寿命的 90% 左右消耗在这个阶段.

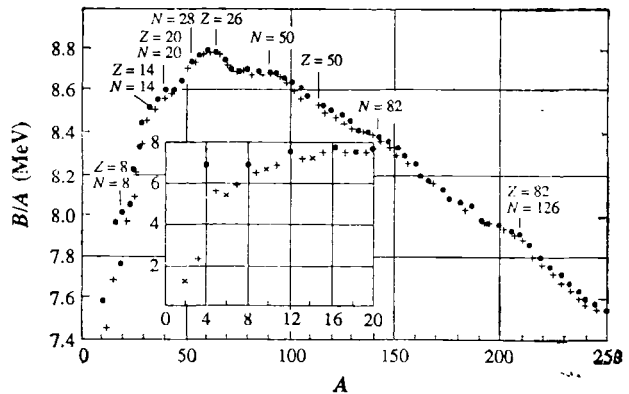
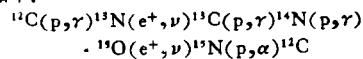


图 3 原子量为  $A$  的最稳定同量异位素中平均每个核子的结合能(经 Clemson 大学的 Donald D. Clayton 允许,这个图引自文献[2]中的图 7-1)

为了跟踪一颗恒星的演化迹,通常是将其位置绘在所谓的赫罗(Hertzsprung-Russell, 简记为 HR)图上(见图 4). 图中纵坐标为恒星光度的对数,横坐标为恒星表面温度的对数. 阴影区域代表主星序. 作为例子,图中标明了质量为  $1 M_{\odot}, 3 M_{\odot}$  和  $9 M_{\odot}$  的恒星演化迹.

显然, p-p (和 CNO 循环)过程将使恒星中心的氢逐渐耗尽,同时氦核心逐渐增长,在 HR 图上恒星缓慢地从主星序的下边界移向上边界(从  $\circ$  处移向  $\bullet$  处). 当一个主序星到达上边界时,此时核心氢燃烧结束,不再有能量释放出来,重力占了上风,从而使核心收缩. 这种收缩将会停止. 这标志着恒星主序寿命的终结. 后

- 1) “核燃烧”是指两个原子核发生反应,产生更重的元素,同时释放一定的能量.
- 2) 符号  $\gamma, e^-, e^+, \nu, \bar{\nu}, n, p$  分别表示光子、电子、正电子、中微子、反中微子、中子和质子.
- 3) 阈值温度可以粗略地定义为:在阈值温度下,两个原子核具有足够高的动能来克服库仑排斥力,因而核聚变可能发生.
- 4) Weizsäcker 和 Bethe 关于 CNO 循环的原始的定义如下:



现代的科学进展揭示了某些其他分支的存在. 例如 CNO 双循环,对于第二代和以后各代的恒星来说, CNO 循环可以与 p-p 链同时发生,而且对于质量大于  $2 M_{\odot}$  左右的主序星来说,它超过 p-p 链,提供了主要的能源. 然而以后我们将看到,从核合成的角度来分析, CNO 的循环的主要效果是同 p-p 链相同的,也就是说,将氢燃烧转变为氦. 为了简化起见,只是在有必要时才讨论 CNO 循环.

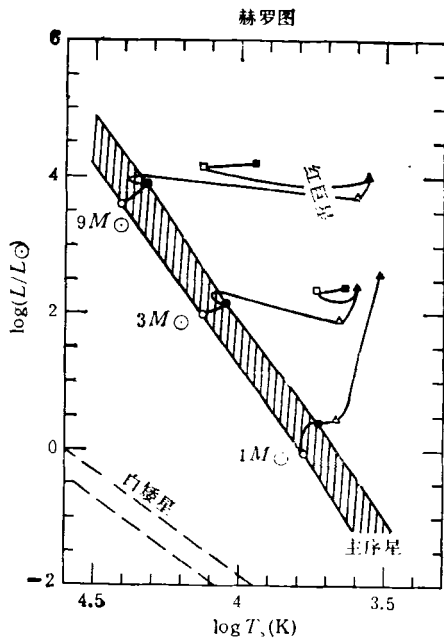


图 4 HR 图的略图

[阴影区标明主序阶段。红巨星位于右上角，白矮星占据左下角。图中标出了质量分别为  $1M_{\odot}$ 、 $3M_{\odot}$  和  $9M_{\odot}$  的恒星演化迹。不同的符号标记着不同的演化阶段：零龄主序( $\circ$ )；主序阶段的终结( $\bullet$ )；红巨星阶段的起始点( $\triangle$ )；核心氦燃烧的初始点( $\blacktriangle$ )；稳定的核心氦燃烧( $\square$ )以及核心氦燃烧的结束( $\blacksquare$ )]

来的演化虽然非常复杂，但整个系统能量守恒（包括引力束缚能），因此当恒星收缩时，恒星的包层将会膨胀。为了保持几乎不变的光度（它正比于表面积），恒星的表面温度必定下降，恒星将很快地“变红”。实际上，这个过程是如此之快，以致于只发现很少几颗恒星处于这种红巨星前夕的状况。在这个时期内，主要是由于不透明度的增加，恒星光度实际上可能略微减少，恒星移向 HR 图的右边（从  $\bullet$  处移向  $\triangle$  处）。

这个红巨星前的状态会由于下述变化而中止：当表面温度变得相当低，以致于电离的金属可以重新俘获自由电子而成为中性原子时，表面不透明度将突然大幅度降低。不透明度的这种降低将使能量以更快的速度辐射出去。此时不透明度很大的下面各层将变为绝热对流状态，因此会输送更多的能量到最外面的辐射区。由于核心不断地收缩以及外层不断地膨胀，这

个对流带变得越来越深，这就导致更多的能量转移到表面，恒星的光度迅速地增加。此时，恒星进入所谓的红巨星阶段，在 HR 图上可以把它想像为向上移动的“弹道”（从  $\triangle$  移动到  $\blacktriangle$ ）。然而，正如人们在图 4 中看到的那样，恒星质量越大，它在红巨星阶段光度增长愈少。实际上，在红巨星阶段，恒星的核心温度如此之高，以致于（如同下面所描述的那样）可以使氦燃烧。

核心温度持续地上升，最后达到  $1.5-2.3 \times 10^8 \text{K}$ 。这是使氦燃烧的阈值温度，它标志着红巨星阶段的结束。表征这个燃烧序列的核反应是由  $3\alpha$  反应（形成碳）和  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  反应所组成。 $3\alpha$  过程实际上有两步： $2\alpha \leftrightarrow ^8\text{Be}$  以及随后的  $^8\text{Be}(\alpha, \gamma)^{12}\text{C}$  反应。在这个时候，物理过程变得有些难以捉摸。人们熟知， $^8\text{Be}$  是寿命非常短的  $\alpha$  衰变不稳定核，其半衰期为  $1 \times 10^{-16} \text{s}$ 。因此，人们会很自然地认为核过程将在这里终止，但这显然同观测结果相矛盾。1952 年，Edwin Salpeter 提出了解决这个问题的第一个思路。他证明了，如果温度高于  $10^8 \text{K}$ ，而且密度充分高，仍然可以有足够多的  $\alpha + \alpha$  碰撞，以致于在动力学平衡状态下星体内的  $^8\text{Be}$  可以维持在物质总量的  $10^{-10}$  左右。然后  $^8\text{Be}$  可以吸收氦而形成  $^{12}\text{C}$ 。遗憾的是这仅仅是历史的一部分。在 Salpeter 建议后，人们很快就认识到在氦燃烧后留下的碳和氧的比率取决于  $^8\text{Be}(\alpha, \gamma)^{12}\text{C}$  和  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  这两个核反应的截面之比。就  $^8\text{Be}(\alpha, \gamma)^{12}\text{C}$  的很小截面来说，以这样的聚变方式产生的碳将基本上都转化为氧，这个困境只是在当 Fred Hoyle 提出  $^{12}\text{C}$  核中 s 波共振<sup>1)</sup>的重要性的时候才得以解决。 $^{12}\text{C}$  中的  $0^+$  态<sup>2)</sup>对  $^8\text{Be}(\alpha, \gamma)^{12}\text{C}$  反应的截面作出了主要贡献。合成并存储留下来的大量的  $^{12}\text{C}$  显然确立了  $3\alpha$  反应作为主要的光度源泉（每一反应事件

- 1) 一个核反应，如果其反应率在一个很小的能量范围内变化非常迅速，它就称为“共振”；同时非共振的反应率是随能量平稳而缓慢变化的函数。通常，共振反应需要的效率远远高于非共振反应。s 波简单地代表低能波，它的分波角动量  $l$  等于零。
- 2) 这里及以后我们利用  $X^J$  表示一个指称的状态，其中  $X$  是角动量，上标  $J$  是宇称。



释放能量为  $7.275\text{MeV}$ ), 并解释了观测到的在  $A = 12$  和  $16$  处的丰度峰值。

但是, 仍然遗留下一些不确定性。在这个阶段, 核心温度(其热能峰值为  $0.3\text{MeV}$ ) 不能触发任何共振 $\beta$ 合成  $^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  反应几乎完全由阈值下共振能级  $1^-$  的共振尾巴上的反应来支配。这样一个和缓的过程至少在定性上可以解释观测的事实: 碳-氧比率为  $0.6$ , 但是由于这个阈值下的共振能级同  $^{16}\text{O}$  核的能量为  $9.58\text{MeV}$  的激发态  $1^-$  的低能尾巴之间存在着仍然不了解的干涉图样, 因此关于  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  反应截面的准确值仍然存在着很大的不确定性。就我们能够查明的情况而言, 这仍然是一个悬而未决的核物理学问题。前面的讨论是比  $^{20}\text{Ne}$  较轻的除  $^{14}\text{N}$  以外的最丰富的一些元素的合成情况。元素  $^{14}\text{N}$  合成于第二代或更后面的几代恒星中的 CNO 循环。这些恒星已经含有较早几代恒星中合成的元素。实际上, 在三个  $(p, \gamma)$  反应, 两个  $\beta$  衰变和一个  $(p, \alpha)$  反应组成的序列中, 氮也转化为氧。此外, 所有预先存在的 C, N 和 O 都转化为  $^{14}\text{N}$ , 这是因为  $^{14}\text{N}(p, \gamma)$  是这个循环中最慢的反应。

在这个阶段中, 在氮逐渐耗尽的核心中, 一个碳-氧核心逐渐生长起来, 其周围是一个氮的壳层。在核心中, 进一步的燃烧过程的每一次点燃都是由于引力收缩诱导的温度增高引起的。遗憾的是, 在后来的这些阶段中, 恒星演化仍包含了许多不确定性。这些结论也非常敏感地依赖于恒星的初始质量。粗略地讲, 对于恒星来说有三个性质截然不同的质量范围: (1) 质量类似于太阳的太阳型恒星; (2) 质量为  $3-8$  倍太阳质量的中介质量恒星; (3) 质量大于  $8M_{\odot}$  的大质量恒星。

对于质量大约为太阳质量的一个恒星来说, 碳-氧核心的形成将标志着恒星核心(原子)核能产生的结束。这个恒星最后会收缩成为一颗白矮星, 这时它最后的质量小于 Chandrasekhar 极限 ( $\sim 1.4M_{\odot}$ ), 而且在 HR 图上下沉到左下角(见图 4)。在白矮星内, 核心密度是如此之高, 以致于支撑星体的压力是由简并电

子提供的; 它将通过辐射逐渐冷却, 使其最后以一个看不见的黑矮星形式终结。对于质量大于 Chandrasekhar 极限的那些恒星, 即使电子简并气体的压强也不能阻止恒星的引力坍缩。

质量为两三个  $M_{\odot}$  到大约  $8M_{\odot}$  的恒星, 在碳-氧核心形成之后也以白矮星为其归宿。但是, 这个质量上限仍然有些不确定。实际上, 为了形成一个白矮星, 这种恒星必须抛掉它的大部分包层, 以使其最后的质量降低到 Chandrasekhar 极限以下。这可以通过各种质量损失机制来实现。例如, 一种机制是行星状星云现象; 在此类机制中, 大量质量是在巨星和巨星后阶段期间通过星风丧失的。虽然今天仍不很了解这种质量损失机制的细节, 但是在观测上, 这些红巨星后恒星确实丧失了大量的质量, 而且在一些年轻的星团中的某些白矮星是从质量直到  $8M_{\odot}$  的前身星演化形成的。这很强的质量损失发生在热脉动状态, 此时, 在碳-氧核心外的氢和氦燃烧壳层, 以非常不稳定的方式演化。在适当的核燃烧阶段结束后, 氢和氦燃烧壳层将向外蔓延。

当然, 从核天体物理学角度来说, 最感兴趣的还是质量非常大的恒星, 其质量等于或大于  $8M_{\odot}$ 。这些恒星是比碳、氮还要重的大多数元素合成的场所。图象如下: 在核心区氮耗尽以后, 这些大质量恒星的演化途径完全不同于质量小于  $8M_{\odot}$  的恒星。就这些大质量恒星而言, 氢和氦以稳定的方式燃烧。在氮燃烧阶段结束时丧失的质量还不太多, 不足以使它们终结为白矮星。因而, 星体进一步收缩与加热。当温度达到大约  $6-9 \times 10^8\text{K}$  时, 碳燃烧点火。这种核燃烧会产生氦、(更多的)氧、钠、镁以及少量的铝。这些反应的净效果是释放足够数量的能量, 以自洽的方式对星体核心提供一个有利于核反应的稳定环境。这个阶段的一些主要反应是  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ ,  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$ ,  $^{23}\text{Na}(p,$

1)  $1^-$  态是  $^{16}\text{O}$  的一个激发态, 但它的激发能小于反应的  $Q$  值。这就是为什么称之为“阈下”的原因。这样, 共振能只能够在共振态的尾巴处发现, 此时, 它产生非常弱的反应。

$\alpha$ ) $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ , 以及  $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$ 。在这样高的温度和密度下, 中微子(在这个阶段, 它们能够自由地逃逸出星体) 能量损失超过了电磁辐射, 因而核心演化加速。在大约  $1.4 - 1.7 \times 10^9\text{K}$  温度下, 氦燃烧开始点燃:  $^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$  以及  $^{24}\text{Mg}(\alpha, \gamma)^{28}\text{Si}$ 。这就是光致裂解反应变得重要的第一个燃烧阶段。由于处于 Planck 分布中高能尾巴处的热光子的作用, 氦核经过  $\alpha$  通道而裂解。释放出来的  $\alpha$  粒子同剩下的氦核联合产生  $^{24}\text{Mg}$ , 随后产生  $^{28}\text{Si}$ 。这是一个相对短暂的燃烧阶段, 在它结束时, 在星体中心形成一个含氧丰富的核心。热中微子的逃逸加剧了引力收缩, 使核心的温度很快地增加到  $1.7 - 2.1 \times 10^9\text{K}$ 。这时两个氧原子核燃烧, 通过反应  $^{16}\text{O}(\text{O}, \alpha)^{28}\text{Si}$ , 转变为硅核。在这一过程中, 通过  $^{16}\text{O}(\text{O}, \text{n})^{31}\text{S}$  和  $^{16}\text{O}(\text{O}, \text{p})^{31}\text{p}(\beta)^{31}\text{S}$  反应也会合成硫。在复杂的核反应网络中, 象氩和钙这样一些原子核也会产生, 并夹杂少量的氯、钾以及直到钪的质量附近的其他一些原子核。

## 2. 光致裂变导致的元素重新组合或硅燃烧

在碳和氧燃烧结束时, 最丰富的原子核是  $^{28}\text{Si}$  和  $^{32}\text{S}$ 。随着恒星重新开始收缩, 核心温度再次上升, 在各种重原子核中(人们可能想象到)的聚变反应开始之前, 强大的  $\gamma$  射线开始使各种不同的基本原子核光致裂变。这意味着质子、中子和  $\alpha$  粒子不断地从母核中剥脱开来, 其过程类似于原子过程中的光电离。从束缚能相对较低的原子核中光致发射出来的那些粒子很快地再被俘获, 表面上看来达到了平衡态。但是这种平衡态的净效果是将图 3 中某些松散束缚的原子核转化为束缚得更为紧密的原子核。这种过程称为“光致裂变导致的元素重新组合”。在温度上升到  $2.5 \times 10^9\text{K}$  时, 这种元素重新组合过程将使得  $^{28}\text{Si}$  成为主要的核素。

在  $T \approx 3 \times 10^9\text{K}$ , 上述过程达到了一个转折点, 这时束缚得较紧的  $^{28}\text{Si}$  的光致裂解反应也变得可能了, 人们熟知的硅燃烧开始点火。然而, 在这个温度下的典型动能仍然小于每个核子的平均结合能。因此, 这个光致裂变的综

合效应就是使中介质量区域的原子核逐渐转化为铁附近的原子核。正如图 3 所示的那样, 铁族元素每个核子具有最大的结合能。用“大熔炉”来描述这个阶段是最合适的。这是因为对于质量范围  $A = 28 - 65$  的原子核的合成来说的。它达到了平衡。当然, 这个范围包括了象铁和镍这样的铁族元素。

在光致裂变导致元素的重新组合的过程中, 也很重要的事情是产生了许多  $\beta$  放射性原子核。它们随后的衰变趋向于缓慢地减少总的质子-中子比率和  $Z/N$ 。在硅燃烧阶段开始时,  $Z/N$  这个比值大约是 1。原子核的电子俘获增强了这个过程。 $Z/N$  这个比值减少到 0.87 左右将使观测到的  $^{56}\text{Fe}$  成为最后平衡核心中占优势的核素。当然, 最后的比率值敏感地依赖于尚不了解的温度和密度(以及电子的费米能)等参量。大质量恒星晚期演化的动力学中最大的不确定性来自对流问题的处理。它不可能由观测来检验, 这是因为星体表面已经同演化非常迅速的核心脱离了。

当一个恒星已经演化到这个阶段, 在迅速增长的铁核心外围相继各壳层发生着各种不同的核反应。在最外层, 氢在燃烧。它的下面相继各层分别发生平稳的氢燃烧、碳燃烧、氦燃烧、氧燃烧和硅燃烧。值得注意的是, 中微子的损失使较后面的这些燃烧阶段进行得很快。中微子几乎可以自由地逃逸, 因而对于碳燃烧和所有更晚的燃烧阶段而言, 它是主要的能量损失机制。大多数中微子并不是来自  $\beta$  衰变或电子俘获, 而是来自反应  $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^- + \nu + \bar{\nu}$  和  $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$  以及在高密度核心内等离子激元衰变为  $\nu + \bar{\nu}$  对。例如, 对一个质量为  $25M_{\odot}$  的恒星来说, 氢燃烧的典型时标为  $7 \times 10^6$  年, 氦燃烧为  $6 \times 10^5$  年, 碳燃烧为 600 年, 氦和氧燃烧约为 1 年。但是硅燃烧的时标仅为一天左右。

## 3. 超新星——大质量恒星的死亡

在硅燃料耗尽以后, 铁核心很快就开始坍塌。虽然不可能发生进一步的放能核聚变, 但由于引力能转化为动能, 核心温度和密度仍然

会增加。某些铁族原子核的光致裂变和(或者)电子俘获将降低光子和电子气体的压强。这些过程也从气体中提取了大量的能量。这个效应和同中微子有关的极为巨大能量损失一起,将迅速地加速核心的坍缩。计算已经表明,核心几乎处于自由坍缩状态。在填满  $N = 40\frac{1}{2}$  中子壳层的那些原子核的电子俘获以后,质子的电子俘获过程就占主要地位。当密度大约为  $10^{12}\text{g/cm}^3$  时,中微子在原子核上的相干散射阻止这些中微子逃逸,核心的轻子数不再减少。在接近核密度时,核子变成简并气体,它的坚硬抵抗力使得上述坍缩终于迅速地停止。这样产生的压强可以使坍缩突然停止,而且形成一个激波,其能量为  $6-9 \times 10^{51}\text{erg}$ 。这种快速坍缩使核心保持均匀结构(降落速度  $v_{\text{ocr}}$ ),但它只是出现在恒星的更里面部分。这个坍缩核心质量大约等于 Chandrasekhar 质量<sup>1)</sup>。在坍缩早期阶段,随着电子俘获而引起  $Y_e$  不断减少,这个均匀核心的质量也不断地减少,一直到达密度约为  $10^{12}\text{g/cm}^3$ ,中微子被捕获,轻子数不再减少时为止。正是这个内核心转变为由简并核子组成的质子-中子星,其质量约为  $0.85M_{\odot}$ ,而且在它的外边缘产生一个激波。当这个激波向外传播时,物质被加热到很高的温度,它使外核心中仍然存在的 Fe 核裂解为核子和  $\alpha$  粒子。这个裂解过程消耗的能量为  $8.7\text{MeV}$ /每个核子。由于激波能量为  $(6-9) \times 10^{51}\text{erg}$ ,以及通过中微子-电子散射引起附加的能量损失,所以只有当恒星的铁核心质量  $M_{\text{Fe}}$  小于  $1.1M_{\odot}$ 。

时,这个快速激波才可能引起超新星爆发。然而这样小的铁核心并不与目前的恒星演化计算结果相一致。

由于现在的恒星演化理论似乎不允许产生这样小的铁核心,用快速激波机制去说明象 SN1987A 这种爆前核心质量为  $1.33M_{\odot}$  的超新星爆发的原因时,计算已经显示了这种可能性是完全站不住脚的。当然,SN1987A 的确是真实的,因此它的出现使理论陷于困境。Bethe 和 James Wilson 令人信服地提出了解决这一问题的可能机制。他们的建议如下:在坍缩为一颗中子星过程中,释放的总引力束缚能为  $2-3 \times 10^{53}\text{erg}$ ,它可以通过粒子的具有最小的相互作用截面的星体辐射的形式向外发射。虽然当密度超过  $10^{12}-10^{13}\text{g/cm}^3$  时,中微子被物质捕获,但它仍可以在几秒内扩散出去。然后在这颗质子-中子星外面大约  $100-200\text{km}$  的半径处,物质密度仍然足够高,以致于产生所谓的中微子诱导加热,它是通过中微子和反中微子被质子吸收来实现的。这样,在经过大约  $1\text{s}$  的延迟时间后,就产生了一个新的激波,它能够将外层物质抛射出去。在 Lawrence Livermore 国家实验室工作的 James Wilson 以及最近 Janhn 都求出了爆炸能量为  $(6-7) \times 10^{51}\text{erg}$ 。正如 M. Herant, W. Benz 和 S. Colgate 已经证明的那样,对流将进一步加强这种机制。这个激波穿过周围各层并且将它们驱向外空,很可能这就解释了 II 型超新星的爆发。

(未完待续)

1) Chandrasekhar 质量最初推导得出的公式为  $M_{\text{Ch}} \approx 1.4(2Y_e)^2 M_{\odot}$ , 此处  $Y_e$  定义为  $Z/(Z+N)$ 。所以,  $Z/N$  的减少将使临界质量变得更小,这就解释了为什么质量为  $1.33M_{\odot}$  的核心能够坍缩,造成超新星爆发。这个极限质量的原始推导是基于星体表面压力为零的前提。更实际的极限质量是要考虑爆前超新星核心表面的压强。