

I_a 型超新星爆发理论 (I): 主要观测特征及其爆发机理

彭 秋 和

(南京大学天文系 南京 210093)

摘 要

从光谱特性、光变曲线、爆发能量、在星系内分布特征等诸方面, 简要介绍了 I_a 型超新星 (SNI_a) 的主要观测特征。并根据近年来人们提出的改进标准模型阐述了 SNI_a 爆发的物理原因和物理过程以及核合成特征。

关键词 超新星 — 观测方法 — 核合成

分类号: P145.3

1 引 言

超新星 (简记为 SN) 爆发是恒星世界中已知的最剧烈的天文现象。人们根据在爆发过程中呈现的光谱特征和光变曲线, 将超新星分为 I_a(SNI_a)、I_b(SNI_b) 和 II(SNII) 三大类 (最近有人建议还可能分出 I_c(SNI_c) 类型)。研究表明: 这三类超新星爆发的原因、爆发过程、爆发结局都大不相同, 爆发前它们也起源于不同类型的天体。

超新星爆发的现代理论模型是 70 年代才真正提出的。超新星的研究是当今天体物理最活跃的核心领域之一。它不仅是恒星演化理论发展的一个极重要的环节, 同恒星形成、星系及其化学元素演化以及整个核天体物理学都密切相关, 也是天体演化学和极端条件下物理学的交叉点。

I_a 型超新星 (SNI_a) 是在光学上最为明亮的超新星。例如, 我国宋代记录的公元 1006 年爆发的超新星 SN1006 在光极大时亮度远远超过了金星, 不仅夜晚可以照出人影, 还可借它星光鉴物甚至阅读。在长达 1 年多的时间内, 人们都可以用肉眼看到它。本文主要对 SNI_a 型超新星作一简要的介绍。

2 SNI_a 的主要观测特征 [1,2,22]

各类超新星在观测上的最主要区别 (或分类鉴别) 在于它们的光谱特征, 其次才是其光变

曲线的特点。其中 I 型 (包括 I_a 和 I_b 型) 超新星光谱中最显著的特征是缺乏氢的各条光谱线。SNI_a 在光极大期间最明亮的谱线是一次电离硅 (Si II) 的 $\lambda 6355\text{\AA}$ (吸收) 线, 其次是同时出现的从 Si 到 Ca 各元素的谱线。而在光极大以后几周呈现 He I $\lambda 5876\text{\AA}$ 的吸收线。SNI_a 晚期 (指几个月以后) 最主要的光谱是一次和二次电离 Fe 的禁戒发射线, 而氧的光谱线却看不见。与其明显地不同, SNI_b 在光极大时典型明亮的光谱线是 He I $\lambda 5876\text{\AA}$, 而不是 Si II 的 $\lambda 6355\text{\AA}$ 。在几个月以后 SNI_b 光谱中铁的光谱线却较弱 (但仍看得见), 主要的光谱线是氧、镁等中介质量元素的禁线。图 1 显示了 SNI_a 与其他超新星光谱的典型区别。近年来发现有少数 I 型超新星光极大光谱中, 既无氢, 也无 Si II 的上述谱线。现已将它们划为另一类, 称为 SNI_c^[22]。

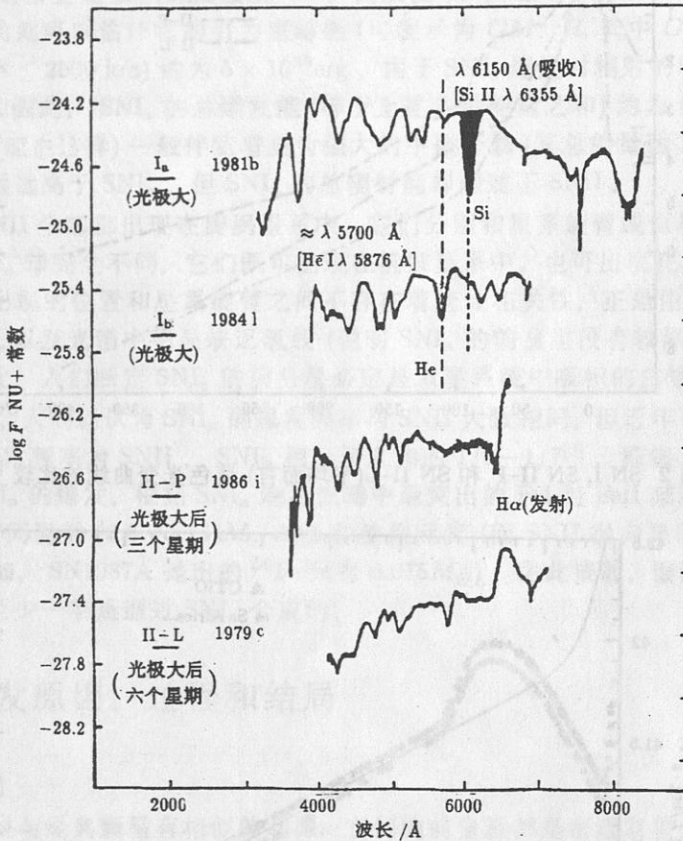


图 1 SNI_a, SNI_b, SNI_{IP}, SNI_{IL} 的光谱^[1]

超新星的另一重要观测特性是它们的光变曲线。SNI_{II} 型超新星的光变曲线彼此可能相差很大。但 SNI (特别是 SNI_a) 的光变曲线不仅非常相似, 而且 SNI_a 在光极大时的光度几乎都相同, 其绝对星等均约为 -20mag 。人们往往利用这一性质将 SNI_a 光极大亮度作为亮度标准来测定遥远星系的距离, 因而可以确定哈勃常数。

SNI 爆发后亮度的增长比 SNI_{II} 更为迅速, 它们在 1—2 天内上升到光极大 (SNI_{II} 上升到光极大通常需十几天到几十天)。紧接光极大后的几个星期内, 其亮度衰减较快 (星等下降约 3mag , 然后其视星等按线性方式缓慢地变暗, 即其光度按指数方式衰减: $L \sim e^{-t/\tau}$, 它

他们在 100 天内约下降 1.7mag，相应的光度衰减特征时标约为 64 天。研究表明，如果仅靠爆发时贮藏的爆发能，在光极大后所有的超新星的亮度都会相当迅速地变暗，而不会呈现缓慢变暗的现象（称为光变曲线的“尾巴”）（见图 2）。人们推断其中必定存在着某种放射性核素作为能源来维持其晚期阶段光变曲线的缓慢衰退。现在人们一致认为这些放射性核素主要是 ^{56}Co ，其次是 ^{57}Co 、 ^{44}Ti 。 ^{56}Co 的平均寿命 ($\tau_i = \tau_{1/2}/\ln 2$) 为 114 天，它是由 ^{56}Ni (平均寿命为 8.8 天) 衰变而来， ^{56}Co 衰变后的产物是 ^{56}Fe 。正是根据各超新星光变曲线线性衰减

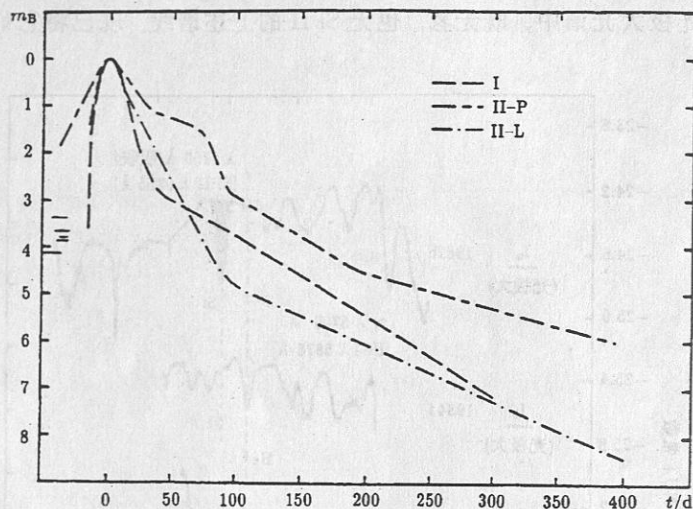


图 2 SN I, SN II-P 和 SN II-L (平均而言) 蓝色光变曲线的比较 [1]

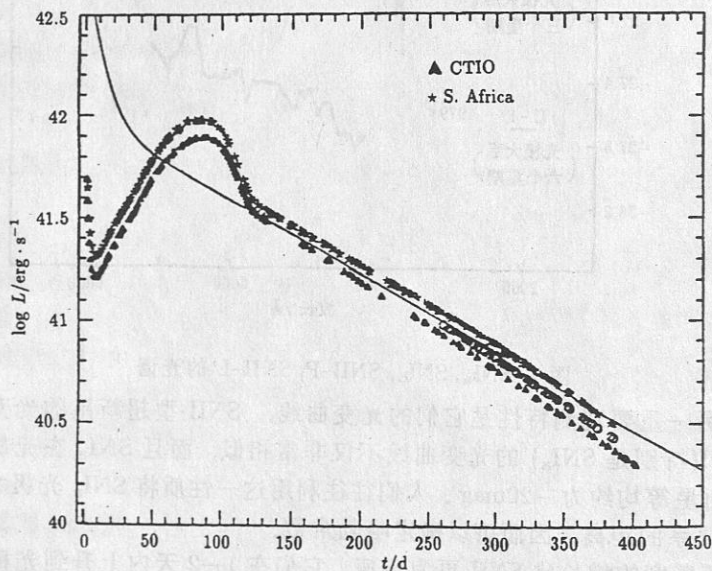


图 3 SN 1987A 的热光变曲线 [1]
实线对应于由 $0.75M_{\odot}$ 的 ^{56}Ni 衰变能 (转换效率假定为 100%) 所产生的光度

尾巴的特征以及其晚期光谱中 Fe(禁戒) 光谱线的相对强弱, 人们可以推断超新星爆发时核燃烧过程中核合成产生 ^{56}Ni 的数量^[11]。

从超新星爆发的极大光度(由测定其绝对星等来确定)、光变曲线以及光变过程的持续时间可以估算它在爆发期间的总辐射能^[11]。对于 SNI_a 来说, 其总辐射能约为 3×10^{49} erg, 平均来说略高于 SNII 和 SNI_b。

从爆发时光谱线宽度(应扣除高温下热运动引起的多普勒加宽)可以估计超新星抛射物的速度和总动能。SNI_a 抛射物的最大速度一般略大于 $1 \times 10^4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 抛射物总动能约为 10^{51} erg。

SNI_a 爆发前身星是吸积的白矮星^[10], 其质量 M 接近于 Chandrasekhar 极限值, 约为 $1.4M_{\odot}$ 左右, 由此可以估计它的引力束缚能(可表示为 GM^2/R , 其中 G 为引力常数, R 为白矮星半径, $R \leq 2000 \text{ km}$) 约为 5×10^{50} erg。由于 SNI_a 爆发时辐射的中微子能量远远低于上述各种能量, 因此, SNI_a 的总爆发能(等于上述各种能量之和)约为 $(1-2) \times 10^{51}$ erg。而 SNII(SNI_b 很可能也这样)一般伴随着更为强大的中微子暴(其总能量达 10^{53} erg)^[9], 所以它们的总爆发能远远高于 SNI_a, 但 SNI_a 的总辐射能却超过了 SNII。

SNI_b 与 SNII 全部都出现在旋涡星系中, 它们分别和星系旋臂或恒星形成区(HII区)密切相关。但 SNI_a 却完全不同, 它们既可出现在椭圆星系中, 也可出现在旋涡星系中, 且它们在旋涡星系中出现的位置和星系旋臂之间不存在着统计相关性。正是由于 SNI_a 在空间分布中的这种特性, 以及光谱中明显缺乏氢线(说明 SNI_a 的前身星没有较厚的氢大气包层), 考虑到恒星的演化, 人们断定 SNI_a 的前身星必定是双星系统中吸积的白矮星。

在 80 年代, 人们还认为 SNI_a 的爆发频率与 SNII 大致相同, 但近年来的较新统计分析表明, SNI_a 的爆发频率为 SNII、SNI_b 相应值之和的 $1/6-1/7$ ^[3], 即银河系平均每 200 年左右出现一次 SNI_a 的爆发。根据 SNI_a 晚期光谱中最突出的 FeI 与 FeII 禁线强度可以估计平均每个 SNI_a 向空间抛射 $(0.6-1.25)M_{\odot}$ 的铁和铁族元素(而 SNII 抛向星际介质中的铁数量低于 $0.1M_{\odot}$, 例如, SN1987A 抛出的 ^{56}Fe 只有 $0.075M_{\odot}$)。由此推断, 银河系内非常丰富的铁和铁族元素, 至少一半是通过 SNI_a 合成的。

3 SNI_a 爆发原因、过程和结局

3.1 爆发原因

I_a 型超新星与经典新星有相似的起源: 它们的前身星都是密近双星中的吸积的白矮星。只是它们的质量以及吸积率的不同导致了它们在爆发的原因、规模以及结局等方面的巨大差异。

新星的前身星质量较小, 吸积率很低 ($\leq 10^{-9} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$), 经历 $10^5 - 10^6$ 年的吸积之后, 当其表层累积吸积的氢物质质量达到某个临界值时, 物质密度和温度达到爆炸性氢燃烧条件 ($\rho \sim 10^4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}, T > 1.0 \times 10^8 \text{ K}$), 这就导致了其表层爆炸性氢燃烧即新星爆发现象。而 SNI_a 则对应于质量较大的白矮星, 且其吸积率较高 ($4 \times 10^{-8} - 3 \times 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$)。由于它表面的引力更强, 被吸积的物质连续不断地进行平稳的氢、氦核燃烧(不会出现新星那样的表层爆发现象), 其净效果是使白矮星的质量增加。在长期(约 10^9 年)的吸积过程中, 当白矮星质量超过 Chandrasekhar 极限质量时, 首先是广义相对论效应将引起白矮星的整体坍缩。随着星体坍

缩, 不仅星体温度升高, 而且密度迅速增加, 它使白矮星内高密简并电子气体的 Fermi 能进一步增大, 它将超过一些原子核的电子俘获能阈值, 因而电子俘获过程大量进行, 使电子数丰度 Y_e (电子总数目同核子总数目之比) 下降, 这就使 Chandrasekhar 极限质量 ($M_{\text{ch}} = 5.84Y_e^2$) 明显下降, 使白矮星的质量更加超出这个极限值, 因而导致引力坍缩的广义相对论效应更加显著。但是, 这种引力坍缩在某些条件下不会一直继续到底。一旦其内部温度上升到几亿度以上, 碳原子核之间的核反应就早已进行, 当核燃烧释放原子核能的速率超过星体内 (通过等离子体衰变为中微子对过程) 的中微子能量损失率以后, 热核燃烧就开始大规模地迅猛进行。在高度简并的白矮星内部, 这种热核燃烧具有绝对的热力学不稳定性 (失控热核反应), 它将极迅速地向外传播, 导致整个星体的失控热核燃烧。虽然这个具体燃烧与传播过程相当复杂, 但人们早已确信正是由于这种机制导致了整个白矮星体的爆炸, 在观测上呈现为 SNI_a 。

简单说来: 新星是密近双星系统中吸积的白矮星表层爆炸性氢燃烧引起的表层爆发与抛射现象, 而 SNI_a 则是吸积的白矮星整体的 (高温、高密下) 爆炸性热核燃烧所引起的整个星体的爆炸。

3.2 核燃烧的点火过程

对于人们研究较多的 C-O 白矮星来说, 随着其坍缩, 核心密度、温度的升高, 碳原子核之间的核反应 (通常意义的热核反应或致密物质核反应) 就会出现, 而且逐渐增强。但只有当核反应产能率开始超过中微子能量损失率时, 星体内的剧烈变化才会由核燃烧过程来支配。人们称这一时刻为核燃烧正式点火。 SNI_a 的复杂爆发过程至今仍在探讨之中, 许多关键问题尚未解决。这里只介绍有关的基本情况和已取得的主要研究进展。至于理论中的疑难问题, 我们将在本文 (II) 中评述 [19]。

实际上, 在核燃烧正式点火之前, 由于坍缩物质的密度、温度升高 (对简并物质来说, 温度升高较慢), 当密度高达 $10^9 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 时, 即使温度只有 $1 \times 10^8 \text{K}$ 左右, 通常意义下的热核反应 (碳原子核之间热运动引起的核反应) 就已缓慢开始。如果核心密度高达 $10^{10} \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 时, 处于晶格点阵的原子核的 (晶格振动) 零点振动能 (作为轰击能量有一定概率穿透邻近原子核的库仑位垒) 就可能引起核反应 (称为致密物质核反应)。但由于简并物质中等离子激元的中微子 (对) 发射过程导致了能量迅速向外散失, 使核心区上述核反应释放的能量难以积累, 温度不会上升。只有当星体坍缩到一定程度以后, 上述核反应释放热能的速率超过中微子能量损失率, 星体内温度才会上升。而且, 只有当此后核能释放率超过因热传导或对流引起的能量向外转移速率 (或热核反应时标短于热传导时标和对流时标) 之后, 温度才会明显上升。由于物质高度 (电子) 简并性质, 由核反应释放的大量热能并不会使压强明显增加 (只有经典气体系统才会受热膨胀), 但温度却 (同热核产能率一起) 急剧升高, 它将至少导致局部热核爆炸 — 失控热核燃烧。但是, 一个严重影响这种失控热核燃烧出现时刻的物理因素是对流诱导的 Urca 过程的作用问题。实际上, 核燃烧点火区 (星体中心或附近区域) 的温度一旦上升到某种程度, 它同更外围区域 (温度尚未上升, 仍处于较低温度) 之间的温度差可能导致内外物质的明显对流。其外面的某些稳定核素 (例如 ^{23}Na , ^{21}Ne) 经对流进入内部高密度 ($\rho_c \sim (3-6) \times 10^9 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$) 区, 其简并电子的 Fermi 能高于这些原子核的电子俘获能阈值, 因而而在这些原子核上的电子俘获过程 ($^{23}\text{Na}(e^-, \nu_e)^{23}\text{Ne}$ 和 $^{21}\text{Ne}(e^-, \nu_e)^{21}\text{F}$) 大量进行 ($^{23}\text{Na}(e^-, \nu_e)^{23}\text{Ne}$ 是指反应 $^{23}\text{Na} + e^- \rightarrow ^{23}\text{Ne} + \nu_e$, 其中 e^- 为电子, ν_e 表示电子型中微子, 本文中物理过程均采用类似表达方式)。新生的 ^{23}Ne 和 ^{21}F 是 (β^-) 不稳定核素。虽然, 由于

电子强简并, 在高密的内层区这些核素的 β^- 跃迁是禁戒的, 但当这些物质通过对流流向密度较低的外部后, 这些核素将很快地衰变 (^{23}Ne 的半衰期为 37.6 s, ^{21}F 为 4.3 s): $^{23}\text{Ne}(e^-, \bar{\nu})^{23}\text{Na}$ 和 $^{21}\text{F}(e^-, \bar{\nu})^{21}\text{Ne}$ 。其净效果为内部高密区电子的能量通过 Urca 中微子发射过程而带走 (但其中一部分能量转化为外区电子的热运动能)。这个过程就是 Paczynski 在 1972 年提出的对流诱导的 Urca 过程^[21]。Paczynski 认为, 这一过程会大大地改变上述失控热核燃烧的时间与条件 (将出现在中心密度更高的情形)。后来许多研究者从不同角度考虑不同的因素详细地研究了这个问题, 其结论五花八门。有关这一过程作用的争论一直延续至今。不过, 按照 Barkat 和 wheeler 较晚的研究^[8], 这个过程确实会将失控热核燃烧推迟到中心密度 $\rho_c \geq 6 \times 10^9 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 时出现, 此时核心光度达 $10^7 L_\odot$ (即所谓“极大 Urca 光度”)。

此外, 由于密度最高的星体中心处等离子激元中微子发射量最多, 能损率也最高。它很可能导致星体核心区温度呈现“反转”, 即坍缩过程中最高温度点并不在中心, 而是在中心外的某一壳层处, 因此核燃烧点火也可能首先在中心外某壳层处, 且可能在一些分离的点上同时点火。

3.3 核燃烧传播的两种方式

在许多模拟计算研究中发现, 当温度上升到 $2.1 \times 10^8 \text{K}$ 、密度达到 $2.8 \times 10^9 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 时 (如果不考虑对流 Urca 过程), 局部碳失控核燃烧开始点火 (碳闪), 但它并不是立即引起整个星体爆炸, 而是首先引起局部爆燃, 并局部地消除简并, 形成更高温度 (10^9K 以上) 的碳燃烧。这种局部闪耀式的碳燃烧火焰立即向内和向外传播蔓延。开始时, 它仅因热传导使邻近尚未燃烧层增温 (辐射转移时标太慢, 此时可完全忽略), 引起它们迅速点燃核反应与相继出现局地碳闪, 形成一种向内、外传播或行进的碳燃烧波。很快地, 由于内外温度梯度的形成, 就会发展成对流现象, 碳燃烧波就主要随对流 (它的有效性大大超过热传导) 而向外传播。初始时, 这种碳燃烧波的传播速度远低于声速 (当 $\rho \sim 10^9 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 以上时, 声速达到 $9500 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$, 而热传导速度仅约 $50 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$), 其波前的火焰厚度非常薄 ($< 10^{-3} \text{cm}$)。人们早已认识到: 任何基于放热核反应的核燃烧在星体中可能出现两种方式向外传播: 一种是以亚声速行进的爆燃波 (deflagration 或称为 flame), 另一种则是以超声速行进的爆轰波 (detonation)。由于介质中动力学扰动 (压强、温度和密度扰动波) 是以声速传播的, 所以当球形的 (亚声速) 爆燃波在白矮星体内从内向外行进时, 它会引起外围尚未燃烧的物质预先膨胀, 使其密度与温度都降低一些。当这些物质 (从内向外) 先后点燃闪耀式的核燃烧后, 其峰值温度不会上升得太高, 不会超过 $(3-5) \times 10^9 \text{K}$ 。在该温度下, 物质很快地经历碳、氖、氧各核燃烧阶段最后在不完全的硅燃烧阶段终止, 不会达到完全的 (原子) 核统计平衡阶段。但是, 以超声速行进的爆轰波性质却截然不同: 它将立即产生激波, 使原来温度较低的新鲜核燃料急剧增温。而且在燃烧波波前外的物质 (因受以声速传播的压强波影响) 还来不及膨胀, 而激波波阵面以内物质被激波压缩而密度升高。该区域内物质很快在高密且高温 (可达 $(7-9) \times 10^9 \text{K}$ 以上) 状态下点燃爆轰式的核燃烧。在如此高温之下的核反应将极迅速地发展, 达到原子核之间的统计平衡状态 (即完全硅燃烧)。

在星体中心或中心附近点燃的核燃烧究竟是以亚声速的爆燃波方式还是以超声速的爆轰波方式向外传播, 完全取决于星体中心附近核反应点火时的条件。由于核燃烧和燃烧波传播过程同星体物质的流体动力学之间的相关作用非常复杂, 人们首先模拟计算的是纯爆燃波模型和纯爆轰波模型。然而, 这两种极端模型都不能拟合出 SNI_a 所具有的主要观测特征。纯爆轰波模型的优点是能更好地解释光变曲线, 使 SNI_a 超新星爆发抛射物产生足够大的动能和

抛射速度,在核合成方面能产生足够多的 ^{56}Ni (后来很快通过 ^{56}Co 而衰变为 ^{56}Fe)等,但其致命缺点在于它不会产生一定数量的从Si到Ca之间的中介质量元素,因而难以解释在光极大时光谱中呈现最为明显的这些元素的光谱线。在这方面,它远不如爆燃波模型。经过改进的爆燃波模型(即让燃烧波加速地传播,最后传播速度几乎接近声速)则不仅可以核合成一定数量的从Si到Ca的中介质量元素,而且最后仍可合成足以解释SNI_a晚期光谱(Fe线最强)所需要的 ^{56}Ni 的数量,还能够拟合观测的光变曲线。但是它致命的弱点在于它无法解释爆发时速度非常高(超过 $10^4\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)的物质抛射现象。实际上,在静止状态下,白矮星内每克物质的引力束缚能大抵上是同每克质量物质的热能相当的,即: $GM_{\text{WD}}/R_{\text{WD}}\sim P/\rho\sim a_s^2$,此处 M_{WD} 、 R_{WD} 、 P 、 ρ 分别是白矮星的质量、半径、物质压强和密度, a_s 为声速。为了克服引力束缚能,核燃烧导致的爆炸中物质流的速度必定要超过声速。然而精确的数值计算表明:白矮星体内具有层流性质的爆燃波速远低于声速(约为声速的1%)^[13]。

3.4 爆燃波的加速与延迟的爆轰波模型

早在1983年,人们在计算中就发现^[20]:如果星体的相当一部分物质是在低密度($<4\times 10^7\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$)下燃烧的,则白矮星的爆轰波核燃烧模型也可以产生足够量的中介质量元素。因此,只要在爆轰波点燃之前,由于某种原因使得白矮星物质预先膨胀,那末就可以解释观测到的SNI_a光谱。其实,只要在爆轰波点燃之前,星体的部分物质经历了爆燃波的燃烧,就会出现所希望的那种预先膨胀。正是基于这种考虑,人们在数值模拟计算时,往往从最初的爆燃波出发,设想某种加速机制,使爆燃波逐渐加速,然后因某种原因触发超声速的爆轰波,这就是所谓延迟的爆轰波模型。在尚不清楚这种触发机制的情况下,有的研究者在模拟计算时,往往在爆燃波加速一段时间后,人为地转向爆轰波^[14,15]。爆轰波触发的时间是模拟计算中的自由参量,调节它可以最好地拟合观测资料。经验表明:在白矮星(中心附近)物质被爆燃波烧掉一部分(占总体质量的10%左右)后,人为地触发爆轰波,这时数值模拟所获得的结果可以与观测符合得很好^[14,15]。目前普遍相信,这种延迟的爆轰波模型(指经历过从爆燃波向爆轰波转变过程的模型)可以复制出SNI_a在观测上的大多数特征。

但是,迄今所有这些模型中最主要的存在问题是:核燃烧波是从爆燃波方式通过什么物理因素具体地转向或触发爆轰波的?在一定意义下,这是与燃烧理论中尚未解决的主要问题即层流形式的爆燃波如何形成湍动而触发爆轰波密切相关的^[16]。我们将在文(II)^[17]中讨论有关触发机制的争论。

人们的共识之点是:爆轰波所到之处,物质温度上升到 $(7-9)\times 10^9\text{K}$ 左右。这种高温下的碳燃烧不仅很快发展到完全硅燃烧,而且这是爆炸性的热核燃烧,使整个白矮星体完全炸飞,呈现为SNI_a的爆发。

3.5 结 局

在绝大多数模型中,SNI_a的爆发将使整个星体完全炸成碎片,不会残留任何致密星体,爆发后在原星体周围形成一个迅速向外膨胀的云雾状星云——超新星遗迹。但一般认为,也有5%的可能性,SNI_a爆发后在中央区残留一个小质量白矮星。

近年来,也有人认为在某些情况下,吸积白矮星内发生的物理过程可能并不导致超新星爆发现象,而是坍缩成一个中子星^[22]。

4 SNI_a核合成特征^[4-7,11,18]

上述延迟爆轰波模型的主要特点在核合成方面表现为如下两大优点 (即与观测结果相符):

(1) SNI_a 核合成的主要产物是 ^{56}Ni , 其合成总量可达 $(0.6-1.25)M_{\odot}$ 。它们随 SNI_a 爆发而全部抛向太空。 ^{56}Ni 是不稳定的原子核 (半衰期 6.10d, 寿命 8.8d), 它很快衰变为 ^{56}Co (半衰期 78.8d), 然后再衰变为 ^{56}Fe 。

(2) 它将产生适量的 (从 Si 到 Ca) 中介质量元素。按照恒星内部核合成的理论^[18,11], 当星体内温度达到 $2.5 \times 10^9 \text{K}$ 以上时, 核燃烧很快进入氧燃烧阶段, 其主要产物是 $^{28}\text{Si}-^{40}\text{Ca}$ 之间的中介质量元素。而当温度上升到 $3.5 \times 10^9 \text{K}$ 以上时, 核燃烧进入硅燃烧阶段, 此时核合成进程是将核素迅速地推向铁族元素。但是, 若温度仍然低于 $5 \times 10^9 \text{K}$ 时, 各原子核之间处于准统计平衡状态, 核燃烧称为不完全的硅燃烧。核产物虽有相当多的铁族元素, 但仍有相当多 (甚至大部分) 的中介质量元素 ($^{28}\text{Si}-^{40}\text{Ca}$) (这取决于燃烧时间)。但是, 如果温度达到 $(5-9) \times 10^9 \text{K}$ 或更高, 核反应进入完全硅燃烧阶段, 原子核处于完全统计平衡状态, 核产物绝大部分为铁族元素。但究竟以哪种核素为主, 这取决于物质中子化的程度。物理原理如下: 在核统计平衡状态下, 各核素的丰度由原子核系统的沙哈公式来确定, 它主要取决于原子核的结合能, 在更高温度 (10^{10}K 以上) 时, 原子核的配分函数 (它由原子核高激发态的能级密度以及其他核性质决定) 起着重要作用。铁族元素原子核内平均每个核子的结合能最高 (通常以 ^{56}Fe 为最高), 因而在核统计平衡下铁族元素的丰度远远高于其他元素丰度。但具体哪种核素丰度最高, 要由物质内中子 (包括原子核内处于束缚状态的中子和原子核外的自由中子) 总数减去质子总数之差占核子总数的百分比 (这个量称为“中子剩余”, 常用 η 表示, 它同前面的电子数丰度 Y_e 的关系为: $\eta = 1 - 2Y_e$) 来决定^[18]。对由纯 ^4He , ^{12}C , ^{16}O , ^{14}N , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca 等稳定的对称核物质 (中子数与质子数相等) 来说, $\eta = 0$ 。随着核燃烧的进行, 通过伴随核反应的 β 衰变和电子俘获等弱作用过程会产生一些非对称核, 中子剩余值 η 会逐渐地缓慢增加。在达到原子核统计平衡时, 如果 η 值仍然非常小 ($\eta < 0.010$), 核统计平衡下主要产物将是 ^{56}Ni , 这是因为在几乎对称 (指中子与质子数目大体相等) 的所有原子核中, ^{56}Ni 平均每个核子结合能最大。 ^{56}Ni 原子核虽然不稳定, 但它的平均寿命为 8.8d, 而完全硅燃烧时标非常短 (短于 1s), 所以在这种情形下首先主要形成 ^{56}Ni , I_a 型超新星 (以 C-O 白矮星或 O-Ne-Mg 白矮星为基底爆发) 就对应这种情形。当超新星爆发以后, 这些 ^{56}Ni 再经 ^{56}Co 而衰变为 ^{56}Fe , 其衰变释放的能量正好成为维持超新星光变曲线尾巴 (缓慢衰减) 的能源, 而且在晚期光谱中呈现最为明亮的铁元素光谱线。不过, 如果温度太高 ($T > 9 \times 10^9 \text{K}$), 高能热光子会将 ^{56}Ni 中的两个质子打出原子核, 而形成以 $^{54}\text{Fe}+2p$ 为主的物质。此外, 若 η 值高达 0.015, 即使温度不太高, 原子核内的中子数也会超过质子数, 形成以 ^{54}Fe 为主要成分。若 η 值更高, 达到 0.05 (在恒星演化进程中, 这情形不可能实现), 则核统计平衡主要成分直接就形成 ^{56}Fe 。

在 (即使是改进了的) 爆燃波模型中, 只要最后爆燃波速调节到接近于声速, 核燃烧温度可达 $5 \times 10^9 \text{K}$, 大多数白矮星物质都经历了几乎完全硅燃烧, 但有一部分物质的硅燃烧是不完全的, 所以在外层就可以产生足以解释观测到的 (在光极大时) Si-Ca 中介质量元素和光谱, 同时核合成大量的 ^{56}Ni 。不过, 这类模型中, 由于碳爆燃波低速行进的时标相当长, 在高密简并下电子的 Fermi 能超过许多核素的电子俘获能阈值, 因而电子俘获过程大量进行, 它使上述 η 值明显增加, 因而不可避免地产生较多的丰中子铁族核素 ^{54}Fe 和 ^{58}Ni (或 ^{60}Fe), 使它们的丰度超过太阳标准值的 2 倍和 5 倍, 这就是 SNI_a 超新星核合成理论中著名的“铁

族元素某些同位素合成太多”或“电子俘获问题”，这是该理论难以解释的。除此之外，这类模型还会残存一定数量未燃尽的 ^{16}O ，它将在 SNI_a 后期光谱中呈现出来^[4]，但是观测却否定了它。这也是核合成理论的问题之一。

虽然在完全的爆轰波模型中能自然地得出 SNI_a 爆发时合成 $1.25M_{\odot}$ 或更多的 ^{56}Ni ，但却不会产生Si—Ca这些中介质量元素。

在延迟爆轰波模型中，由于初始爆燃波使白矮星体膨胀，只要假设其外层(占白矮星总质量的10%)在爆轰波触发之前已经膨胀到密度低于 $4 \times 10^7 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ，它们在点燃爆轰波之后，物质处于温度低于 $5 \times 10^9 \text{K}$ 以下的准统计平衡(即不完全硅燃烧)^[21]，其核产物多数为Si—Ca的中介质量元素，足以解释光极大时 SNI_a 的光谱。

就星际 ^{26}Al 问题而言，人们认为 ^{26}Al 仅通过 $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$ 反应来合成， SNI_a 合成的 ^{26}Al 数量极少，可忽略。但本文作者提出通过 SNI_a 内 $^{14}\text{N} + ^{16}\text{O}$ 这种熔融反应可能产生被观测到的星际 ^{26}Al 的一种新想法^[19]。

参 考 文 献

- 1 Müller E. In: de Loore C B ed. Late Stages of Stellar Evolution, Computational Methods in Astrophysical Hydrodynamics. Berlin: Springer-verlag, 1991. 97
- 2 Tammann G A. In: Kubono S, Kajino T eds. Origin and Evolution of the Elements. Singapore: World Scientific, 1993. 37
- 3 Van den Bergh S. Tammann G A. Annu. Rev. Astron. Astrophys., 1991, 29: 363
- 4 Woosley S E. In: Petschek A G ed. Supernovae. Berlin: Springer-Verlag, 1990. 182
- 5 Woosley S E, Weaver T A. In: Audouze J et al eds. Supernovae. Les Houches, Session LIV 1990, Elsevier Science Publishers B V, 1991. 1
- 6 Thielemann F K, Nomoto K, Hashimoto M. In: Audouze J et al eds. Supernovae. Les Houches, Session LIV 1990, Elsevier Science Publisher B V, 1991. 609
- 7 Tsujimoto T et al. In: Kubono S, Kajino T eds. Origin and Evolution of the Elements. Singapore: World Scientific, 1993. 50
- 8 Barkat Z. In: Woosley S E ed. Supernovae. New York: Springer-Verlag, 1991. 563
- 9 Bethe H A. Reviews of Modern Physics, 1990, 62(4): 801
- 10 Conal R et al. In: Woosley S E ed. Supernovae. New York: Springer-Verlag, 1991: 535
- 11 Woosley S E. In: Hauck B, Maeder A, Meynet G eds. Nucleosynthesis and Chemical Evolution. Switzerland: Geneva Observatory, 1986. 1
- 12 Bychkov V V, Libermann M M. Astron. Astrophys., 1995, 304: 440
- 13 Timmer F X, Woosley S E. Ap. J., 1992, 396: 649
- 14 Khokhlov A. Astron. Astrophys. 1991, 245: 114
- 15 Arnett W D, Livne E. Ap. J., 1994, 427: 315, 330
- 16 Clavin P. Annu. Rev. Fluid Mech., 1994, 26: 321
- 17 彭秋和. 天文学进展, 见本期: 60
- 18 Clayton D D. Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis, New York: McGraw-Hill, 1968, chap.7
- 19 Pen Qiuhe. In: Börner G, Buchert T eds. Proceedings of 4th MPG-CAS Workshop on High Energy Astrophysics and Cosmology, RINGBERG-CASTLE Tegernsee, F. R. G. 1993, Munich: Max-Planck-Institut für Astrophysik, 1993: 74
- 20 Imshennik V S, Khokhlov A M. Soviet Astronomy, 1984, 10: L262
- 21 Paczynski B. Astrophys. Lett., 1972, 11: 53
- 22 Filippenko A V. In: Canal R, Ruiz-Lapuente P, Isern J eds. Thermonuclear Supernovae. Dordrecht: Kluwer, 1996. 1

