第 21 卷 第 1 期 天 文 学 进 展 Vol.21, No.1
2003 年 3 月 PROGRESS IN ASTRONOMY Mar., 2003

Ia 型超新星的爆发机制及其前身星模型

王晓峰 [1,2] 李宗伟 [1] 陈 黎 [1]

(1. 北京师范大学天文系 北京 100875)

(2. 中国科学院国家天文台 北京 100012)

摘 要

Ia 型超新星作为测量遥远星系距离 —— 从而测定宇宙膨胀速率 —— 的“标准烛光”，已经成为宇宙学中具有重要意义的天体。从某些方面来讲，Ia 型超新星仍属于神秘天体 (或爆发事件)，其前身星及爆发模型还没有得到很好的理解，当前的观测不足以对理论模型作出精确的限制。然而有很好的理由相信大多数 Ia 型超新星可能是由接近钱德拉塞卡质量极限 ($\approx 1.39\ M_{\odot}$) 的碳 – 氧白矮星通过聚变中心的碳和氧所引发的热核爆炸产生的。至于这一爆发通过何种机制完成，例如具体到 Ia 型超新星爆发时的流体动力学过程，仍存在分歧。最近爆燃阶段的三维数值模拟结果似乎表明，在 Ia 型超新星爆发晚期引入爆轰机制是没有必要的。另一方面，尽管当前的多数证据表明，C-O 白矮星 + 主序星 (或红巨星) 的演化模式比 C-O 白矮星 +C-O 白矮星的演化模式可能更合理，但双简并白矮星的前身星模型并不能被排除，因为它们能解释一些特殊的 Ia 型超新星爆发。

关 键 词 天体物理学 — 超新星模型 — 综述 — 白矮星 — 流体动力学

分 类 号 P145.3

1 引 言

超新星是恒星演化到晚期时的一种极为壮观的高能爆发事件：一颗恒星其光度突然增至 $10^9 \sim 10^{10} L_{\odot}$。就其自身而言超新星是一类令人感兴趣的天体，因为它涉及到许多复杂的物理过程，从爆发机制到核合成、辐射转移以及激波物理。超新星在天体物理学中的重要性不言而喻，恒星形成和演化、宇宙金属增丰以及星系演化等都与其有关。作为宇宙大尺度上理想的恒星距离指示器，超新星在宇宙学研究中也正扮演着越来越重要的角色，例如它提供了宇宙加速膨胀的直接证据 (可参阅本刊 2000 年刊登的评述 [1])。

依据光谱，超新星主要分为两类：I 型和 II 型 [2]。II 型超新星光谱中有氢的谱线而 I 型没有。根据光极大附近光谱的特征，I 型超新星又可进一步分为 Ia、Ib 和 Ic 次型。Ia 型超新

国家自然科学基金项目 (10173003) 资助课题

2001-04-09 收到 2002-09-13 收到修定稿

星 (SN Ia) 除了缺少氢元素外，其光谱在爆发早期及光极大附近时还呈现出一次电离硅 (由于光球的高速膨胀，SiII 由 6355 Å蓝移至 6150 Å) 的强吸收。与 Ia 型不同，Ib 及 Ic 型超新星并不显示这一特征硅线。而早期光谱是否显示较强的氦线 (5876 Å处) 是区分 Ib 及 Ic 型的依据： Ib 型有明显的氦线而 Ic 型并不显示这些氦线或者氦线很弱。实际上从物理背景来讲，Ib/Ic 型超新星与 II 型超新星更为接近，均为大质量恒星核心塌缩所致，但 Ib/Ic 型超新星的前身星由于星风或双星相互作用而丢掉了氢或氦的壳层。 SN Ia 则被普遍认为产生于双星系统中具有高度简并电子的碳 - 氧白矮星 —— 通过与伴星的物质交流而达到钱德拉塞卡质量极限 —— 的热核爆炸 [3] ，但具体的爆发机制及前身星模型仍存在争议。

关于 SN Ia 的爆发理论，读者也可参阅彭秋和的评述 [4] 。该文较详细地介绍和讨论了基于延迟爆轰模型下， SN Ia 的爆发原因、过程以及核合成特征的有关问题。此外，还总结和提出了所谓标准模型 (延迟爆轰模型) 中存在的一些问题 [5] 。近几年多维爆发模型的数值模拟得到了很大进展，其中有些问题已被澄清。本文详细介绍 SN Ia 的不同爆发机制及其前身星模型，并结合最新的数值模拟以及观测结果讨论不同理论模型的优缺点。

2 观测限制及基本模型

对于 SN Ia 的爆发模型首先要从其观测性质着手。以下总结了当前 SN Ia 的一些主要观测性质：

(1) 光谱缺氢，在光极大附近表现为高速的 ($\approx 10000\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}$) 中等质量元素 (Ca 、 Si 、 S 及少量的 O) ，晚期星云相主要是铁的禁线；

(2) 光变曲线峰持续几天，并在晚期呈指数下降；

(3) 在所有哈勃型星系中均探测到 SN Ia 爆发；

(4) 多数 SN Ia 具有相对均匀的光谱及光变曲线，但已观测到明显偏离正常爆发的 SN Ia 事件。

由观测特征可对 SN Ia 爆发模型作如下限制。 SN Ia 光谱中缺少氢的发射线表明爆炸星的大气不含氢元素或氢元素非常少 (如 $< 0.1\ M_\odot$) ，这暗示着爆发前它们很可能是宇宙中高度演化的致密天体，或者是由于某种原因将氢及氦的壳层抛掉了。据抛射物 (中等质量元素) 的速度，估计爆发时的单位质量动能为 $1/2\ (\approx 10000\ \mathrm{km\cdot s^{-1}})^2$ ，与单位质量碳氧元素聚变为铁族元素所释放的核能是同量级的；而光变曲线的形状与放射性元素衰变链 (^{56}Ni–^{56}Co–^{56}Fe) 的能量模型符合得很好。此外， SN Ia 出现在老年星族构成的椭圆星系中这一观测事实很大程度上表明在爆发前一定发生过核过程。最后，爆发事件本身意味着简并物质的存在。这些观测特性使得人们一致认为 SN Ia 代表了致密星的热核爆炸，而白矮星由于其自身在钱德拉塞卡质量极限附近固有的不稳定性成为最佳候选体。由此可以推断： SN Ia 极可能源于吸积白矮星的热核爆炸，这一点所有的研究者已达成一致。

3 爆发白矮星的组成

根据恒星演化理论，不同质量的恒星可以形成 3 类白矮星： (1) 氦白矮星 (He WDs) ，

由丢失了氢壳层的低质量红巨星 ($M < 2\ M_\odot$) 的简并 He 核形成；(2) 碳 – 氧白矮星 (C-O WDs)，由渐近巨星支或是丢掉了外壳层氦星的碳氧核形成 (前身星的典型质量为 1~6 $M_\odot$)，其中碳的质量比占 20%，而氧占 80%；(3) 氧 – 氖 – 镁白矮星 (O-Ne-Mg WDs)，由核心碳点火的巨星形成 (前身星的典型质量为 8~12 $M_\odot$)。

原则上说，通过吸积而达到爆发要求的白矮星其组分可以是 He、C-O 或 O-Ne-Mg，但它们导致 SN Ia 爆发的可能性有较大差异。主要由氦元素构成的白矮星其典型质量要小于 0.45 $M_\odot$ [6]，此类白矮星通过吸积质量上限达到 $\approx 0.7\ M_\odot$ 后，由中心 He 点火产生爆炸。但这种情形下爆炸的能量太小并且爆炸时产生的抛射物 (主要是 He、^{56}Ni 及其衰变产物) 同观测到的光谱完全不符 [7]，因而多数 SN Ia 不会由 He 白矮星产生。一般认为 O-Ne-Mg 白矮星 (初始质量为 1.1~1.4 $M_\odot$) 形成于双星系统中质量 $\approx 10\ M_\odot$ 的主序星，但此类系统的数量并不足以构成形成 SN Ia 的主要渠道 [8]。更重要的是 O-Ne-Mg 白矮星通过吸积达到钱德拉塞卡质量极限时，中心区域电子俘获大量进行，导致塌缩形成中子星而不是产生热核爆发 [9,10]，因而 O-Ne-Mg 白矮星也不大可能会产生大量的 SN Ia (详见 3.2 节的讨论)。C-O 白矮星由双星系统中质量小于 8 $M_\odot$ 的主序星形成。这类白矮星的数目相对较多，并且它们给出了形成 SN Ia 的质量范围在 0.8~1.2 $M_\odot$，吸积率为 10^{-8}~$10^{-6} M_\odot/\mathrm{yr}$ 的 “相空间体积” [10]，因此形成 SN Ia 的可能性最大。

4　爆发白矮星的质量、燃烧点火地点以及燃烧传播的方式

尽管人们一致认同 SN Ia 代表了吸积 C-O 白矮星的热核爆发，但针对这一基本模型的改进却提出了不同的观点。当前两个主要的模型分别对本节标题的问题给出了完全不同的答案。一种模型是吸积白矮星在质量达到钱德拉塞卡质量极限 (M_{ch}) 时中心附近碳点火引起爆发，但燃烧传播的方式尚存争议；另一种模型是白矮星在质量低于 M_{ch} 时远离中心的氦点火触发爆炸，燃烧以爆轰波行进。下面将简单回顾这两类爆发模型，并分别指出它们各自的有效性以及不足之处。

4.1　钱德拉塞卡质量爆发模型

当吸积 C-O 白矮星的质量接近 M_{ch} (如 $\approx 1.39\ M_\odot$) 时，内部的简并电子压不足以抵抗引力，导致收缩，引起中心密度、温度迅速升高。其中心附近的能量平衡由星核中微子损失及压缩加热决定。中微子损失率随着中心密度的增加而增加直至后者接近 $2 \times 10^9\ \mathrm{g \cdot cm^{-3}}$。此时核反应的产能率将超过中微子能量损失率，这标志着中心区域的碳点火开始。在电子简并条件下，核反应产能率 ε 对温度 T 极为敏感 ($\varepsilon \propto T^{12}$)，中心核温度的上升必然造成中心核产能率雪崩式的猛增。因此，电子简并的白矮星发生碳燃烧时，将产生失控的热核反应。

在此期间，白矮星核心附近的熵及温度的演化可能会受对流 Urca 过程 (由对流引起的电子俘获及 β^{-1} 衰变并导致中微子及反中微子损失的循环过程) 的影响。最初 Paczynski [11] 认为这种循环的对流 Urca 过程在某种程度上起着稳定失控热核反应的作用，即中微子能量的损失将在核心引起净的冷却效应，并由此延缓碳燃烧发展为失控核反应的时间。而 Bruenn [12] 对此说法提出了疑问，他指出尽管有中微子损失，但微观上每次的相互作用将会使系统加热。当费密海以下的电子被俘获时，由费密面掉下来的电子将填充 “空缺” 或者在另一半的循环

中 β^{-1} 衰变发射的电子的动能在费密海以上，这两者的净效果都将使系统加热。此后不同的研究也都没有取得一致的结论，对流 Urca 过程究竟是导致系统冷却还是系统加热仍在争论之中 [13,14]。最近 Stein 等人 [15] 对这一效应进行了新的分析。在对流 Urca 过程的热动力学分析中考虑丢失的动能项后，他们得出：尽管对流 Urca 过程中中微子带走了能量，但这并不会降低星核的温度，相反却减缓了星核区域的对流运动。如果这一研究结果能得到进一步证实，则以前人们在 SN Ia 模拟计算时忽略对流 Urca 过程的做法可能是正确的。

现在已经很清楚：一旦电子简并的 C-O 核点火，随后的燃烧将是爆炸性的。依据 Rankine-Hugoniot 跃变条件，燃烧波将以亚声速爆燃波 (deflagration 或 flame) 或超声速爆轰波 (detonation) 中的一种向周围的未燃烧物质传播。如果燃烧物质产生的过压 (相对周围未燃烧物质的压强) 足够高，燃烧点周围的物质将被压缩形成激波 (或压缩波)，并以压缩加热的方式迅速点燃新鲜核燃烧。这种以激波加热方式维持的燃烧波前称为爆轰波。爆轰波传播的速度主要取决于单位质量物质释放的总能量，但一般来说以超声速推进。对于平面强爆轰波，其波速通常能较好地用 Chapman-Jouget (C-J) 速度来估计。另一方面，如果初始过压太弱而无法产生足够强的激波，那么新鲜核燃料的燃烧需经过一段时间的能量传递 (如热传导或对流) 后才能开始。此时燃烧波前由加热燃料的扩散区以及薄的核反应区构成。这种通过已燃物质灰烬加热来维持燃烧传播的波前称为爆燃波，它以亚声速行进。由于爆燃波后压强和密度是减小的 (这与爆轰波的情况正好相反)，因此其传播过程更为复杂。当燃烧波由点火处顶着引力向外传播时将受到各种不稳定触发的湍动的影响，这使其传播速度的估计变成一个难点。触发湍动的不稳定包括 Landau-Darrius (L-D) 不稳定、Rayleigh-Taylor (R-T) 不稳定以及 Kelvin-Helmholtz (K-H) 不稳定 [16,17]。其中 R-T 不稳定是目前研究得最成熟的，也可能是在 SN Ia 核燃烧中最为重要的一种流体动力学效应 (源于热且低密的已燃烧流体相对于周围较密的介质所产生的浮力)。受 R-T 不稳定的影响，在一定的条件下湍动将使得燃烧波前褶皱并发生形变。这些褶皱增加了燃烧波前表面积即有效核燃烧面积，从而加速了核燃烧进程。换句话说，有效的湍动燃烧速度 (湍动燃烧波前整体推进的平均速度) 要比平流燃烧速度快，其大小与最大的湍动涡流速度相关。

基于以上两种基本的核燃烧传播方式，不同的 SN Ia 爆发的流体动力学模型相继被提出来。它们是较早时候的瞬时爆轰模型、亚声速爆燃模型，以及后来的延迟爆轰模型、脉动延迟爆轰模型。尽管人们对钱德拉塞卡质量白矮星爆发模型已经作了 30 多年的研究工作，但目前仍未就其爆发机制的流体动力学模型取得一致的见解，整体进步的缓慢源于湍动燃烧物理及爆燃 – 爆轰转换 (Deflagration-Detonation Transitions，DDT) 的复杂。

4.1.1 瞬时爆轰波模型

SN Ia 爆发的模拟研究工作始于 Arnett [3]，他提出了钱德拉塞卡质量白矮星爆发的第一个流体动力学模型 —— 瞬时爆轰波模型：白矮星的热核燃烧始于一个爆轰波，它以声速烧掉整个星体。在这个模型下，C-O 核来不及膨胀就几乎全部变成了 Fe 族元素，因而无法产生大量的中间质量元素 (O-Ca)，这有悖于 SN Ia 的观测事实。

除了经验的观测事实外，纯碳爆轰波模型自身也存在问题。在白矮星核的高密介质中，碳点火后形成爆轰波的物理条件也不太可能实现。从能量角度来说，在中心密度为 $(1\sim6)\times10^9$ $\mathrm{g\cdot cm^{-3}}$ 的星核内，碳点火后产生的燃烧波的能量并不足以形成稳态的激波，其波前做功只相

当于 C-J 爆轰波释放能量的 1/5∼1/4 [18] 。此外，即使假定碳点火后能形成非稳态的激波，激波后的燃烧是否超声速传播则要取决于激波前介质的温度分布。根据 Mazurek 等人 [18] 的研究，只有当整个白矮星核的温度均匀一致 (都接近中心点火温度) 时燃烧波才能始终保持超声速传播，否则随着燃料温度的下降激波将同燃烧区出现分离，形成亚声速爆燃波。实际上，在热核反应开始之前白矮星中心区域开始出现对流的事实表明星核存在着超绝热的温度梯度，温度随着离核心的距离的增加而急剧下降。因而在现实条件下 C-O 白矮星中心点火无法形成瞬时传播的爆轰波。最近， Krimiski 等人 [19] 从平面 C-O 爆轰波的稳定性角度也论证了这一观点。他们发现爆轰波在较高的物质密度 (如 $\rho > 2 \times 10^7$ g $\cdot$ cm^{-3}) 环境中传播是不稳定的，并会最终导致核反应熄火。

总之，无论是经验的观测事实还是 C-O 爆轰波形成的理论分析均表明，瞬时碳爆轰波模型基本上不可能成为 SN Ia 的爆发机制。

4.1.2　纯爆燃波模型

在碳爆燃波模型中，点火后亚声速热核燃烧波在向外传播时因受到 R-T 不稳定的影响而变褶皱。要分辨这些复杂的褶皱结构，计算正确的燃烧速度非常困难。 Woosley [20] 曾用分维数的模型来描述褶皱燃烧波表面积的多尺度特征，即燃烧波面积 $S \propto r^D (2 < D < 3)$ ，其中 r 为燃烧区半径， D 称为分维数。在多数情况下，湍动燃烧速度都是作为一维爆燃波模拟计算中可调的自由参量。例如 Nomoto 等人 [21] 采用依赖于时间的对流混合长理论来模拟爆燃波，而 Hoflich 和 Khokhlov [22] 将湍动爆燃波速度取为声速的一个常数比。一般来说，如果湍动燃烧速度能加速到声速的 20%∼30% ，则碳爆燃波模型就能较好地重复 SN Ia 爆发的主要观测特征 (光谱及光变曲线) 。 Nomoto 提出的 W7 模型曾是最为成功的 SN Ia 爆发模型之一，它要求平均燃烧速度为声速的 20% 。在爆燃波后，连续的核合成反应生成 ^{56}Ni 、 Ca–S–Si 以及 O–Ne–Mg 等元素，这与 SN Ia 的观测特性符合得很好。

尽管快速爆燃波模型相对较成功，但困扰该模型的问题仍存在。最为著名的就是 “丰中子铁族同位素 (主要是 ^{58}Ni 、 ^{54}Fe 及 ^{54}Cr) 过量问题”。例如 W7 模型预言的 ^{58}Ni 及 ^{54}Cr 的产量是太阳同位素丰度的 4∼5 倍 [23,24] 。如果考虑 SN II 及 Ib/Ic 型爆发对太阳铁族元素的贡献，则 SN Ia 的快速爆燃波模型的铁峰核过量问题将更为严重。造成这一矛盾的原因是在较长的燃烧过程中，高密简并电子的费密能超过许多核素的电子俘获能阈值，使电子俘获过程在核心区大量进行，因而不可避免地产生较多的富中子 Fe 峰元素。电子俘获的数量取决于爆燃波速度 (影响物质在高温下停留的时间，进而影响自由质子俘获电子的有效性) 以及白矮星的中心密度 (增加电子的化学式) 。为避免产生过量的 ^{58}Ni 及 ^{54}Fe ，在中心低 Ye (总的质子同核子之比，描述电子数丰度) 层燃烧的初始速度不能超过声速的 5% 。在某一质量坐标内，较小的初始燃烧速度将使得燃烧波到来的时间较晚，而在此质量坐标内的物质将有较长的时间预先膨胀。因此当燃烧波穿过电子能量较小的低密度 (及温度) 层时，电子俘获的数量将大大减少。这种最初为克服核合成问题 (丰中子铁族同位素过量) 而人为调低初始碳爆燃波速度的做法并非没有根据。在 SN Ia 爆发的多维流体动力学模拟中，人们发现碳爆燃波速度仅为声速的 1.5%∼10% ，大大低于早期快速爆燃波模型所要求的范围 (声速的 20%∼30%) 。

另一方面，如果爆燃波速持续以低于 W7 模型的速度行进，白矮星将出现脉动。早在 1976 年， Nomoto 等人 [25] 就提出了这样一个脉动爆燃波模型：当白矮星的总能量在膨胀过程为负

时，核燃烧就会熄火；而当星体再次收缩时，有更多的物质由于压缩加热被燃烧，并导致总能量 E 为正。最终白矮星被彻底瓦解。然而 Nomoto 等人在这样一个低速爆燃波模型框架下得到的爆发总能量 $E = 5 \times 10^{42}$ J，而合成的 ^{56}Ni 的质量仅为 0.15 $M_{\odot}$。很显然，这样一个爆炸能量太小，无法解释大多数正常 SN Ia 的爆发，但也许可以解释类似 SN 1991bg 这样非常弱的爆发事件。

为了能够产生足够多的 ^{56}Ni ($\approx 0.6\ M_{\odot}$) 为光变曲线提供能量，爆燃波必须通过某种机制加速。 Khokhlov [26] 认为当爆燃波进入到温度均匀的低密度层后，由极大压缩引起的自发点火将可能触发爆轰波的产生并进行完全硅燃烧，即所谓的爆燃 – 爆轰转换 (DDT)。但导致这一转换发生的物理机制仍存在争议 (见 4.1.3 节的讨论)。前面提到爆燃波在向外传播时将受到不稳定引发的湍动的影响，因此燃烧速度的增加也许会在很大程度上同脉动阶段 R-T 及 L-D 不稳定效应有关。 Niemeyer 和 Woosley [17] 推测存在另外的物理机制，以增加湍动爆燃波的燃烧率，即活动湍动燃烧 (active turbulence combustion, 简称 ATC) 以及多点点火。 ATC 是一种通过燃烧反馈来产生额外湍动 (由燃烧释放的部分核能转化而来) 的加速机制。受早先产生的湍动的影响，细胞状的燃烧波前结构有可能遭到破坏，这会引发 L-D 扰动 (主要由热膨胀引起的不稳定) 的增长。因此燃烧波前后的热膨胀会在随机方向上加速介质，从而增加速度起伏的强度 (湍动的强度)。由于在膨胀阶段扰动的增长不受限制，大尺度湍动涡流的速度将会最终超过上升的 R-T 火泡的速度。此后燃烧波的性质将与 R-T 不稳定无关。原则上说，ATC 机制能解释湍动燃烧速度加速至声速直到压缩效应占主导地位的原因，但其有效性还有待实验及数值模拟的验证。另一方面，与中心单点点火模式相比，偏离中心的多点点火机制被认为能够明显增加爆发时释放的总能量。 Garcia-Senz 和 Woosley [27] 认为白矮星爆燃的有效性对点火的初始条件非常敏感。他们指出当中心温度上升到 $\approx 7 \times 10^8$ K 时，碳燃烧反应的时标同完成一个对流循环所需的时间相当，对流的混合长理论失效。这时通过对流无法传递出去的额外的能量和熵将增加对流元的浮性，并使其能上升至离中心相当远的距离处 (≈ 200 km)。当 7×10^8 K$> T > 1 \times 10^9$ K 时，上升的对流元有可能在绝热冷却及自身的核加热之间达到某种平衡。因此，一个比周围介质稍热的对流泡有可能上漂一段距离后不会因为膨胀而使温度下降。随后的燃烧将导致远离白矮星中心的点火，而这种点火方式也有可能在离中心 ≈ 200 km 处的多个位置进行。 Niemeyer 等人 [28] 以及 Reinecke 等人 [29] 的 SN Ia 模拟计算结果证实：在爆燃波模型中多点点火的爆发强度总是要超过中心单点点火的情形，或者更准确地说，初始核燃烧较复杂的分布似乎导致了较多的 ^{56}Ni 产生以及更强的爆发。但在二维模拟中，他们发现远离中心的多点点火模型给出的爆发能量仍然偏小，只能导致相对较弱的 SN Ia 爆发。例如 Reinecke 等人 [29] 在有 5 个点火点的爆燃模拟中得到 ^{56}Ni 的质量仅为 0.34 $M_{\odot}$。

至于较弱的爆发究竟是 C-O 白矮星纯爆燃波模型本身固有的缺陷，还是由于分辨率 (格栅的大小 —— 数值模拟中研究的最小单元的尺度) 的不够而导致的爆发能量低估仍是一个问题。 Reinecke 等人 [30] 检验了数值分辨率对爆发的二维模拟结果的影响，结果发现爆发释放的总能量对格栅分辨率的变化并不敏感 (在某一临界值以上，如 $\approx 10^6$ cm)。另外， Reinecke 等人 [30] 进一步改进了他们的模型使之能够进行 SN Ia 爆发的三维数值模拟。具有相同初始条件及分辨率的二维及三维计算的直接对比表明，三维情形的爆发明显能产生更多的能量。这很可能是由二维模拟计算中假设轴对称条件造成的 (实际上三维的爆发模拟显示轴对称条

件在爆发后 ≈ 0.3 s 时就不成立了)，轴对称条件抑制了燃烧不稳定在 Z 轴方向的增长，并因此低估了波前的燃烧表面积。显然信息更为丰富的三维数值模拟计算将能更可靠地估计爆发的一些整体性质。最近， Reinecke 等人 [31] 给出了 SN Ia 爆发的三维流体动力学模拟的新结果：对于不同的点火方式及模型分辨率 (为仅有的可调参数)， ^{56}Ni 的质量 ≈ 0.5~$0.6\ M_\odot$，Mg 的质量 ≈ 0.18~$0.19\ M_\odot$，而释放的核能约为 1×10^{44} J。至少就爆发强度以及抛射物成分而言，爆燃阶段的三维模拟计算为典型 SN Ia 爆发提供了一个好的候选体。用一个完全不同于 Reinecke 等人的数值模型 (如燃烧传播速度取决于 R-T 火泡渐进上升的速度而不是湍动速度起伏)， Khokhlov [32] 的三维模拟结果显示纯爆燃波也能导致一个相当完整的 SN Ia 爆发。他估计释放的核能 $\approx 1.3\times10^{44}$ J，产生的 ^{56}Ni 质量 $\approx 0.5\ M_\odot$，这足以为一颗典型的 SN Ia 光变曲线提供能量。上述两种独立的、差别很大的数值模拟方法在没有人为引入燃烧速度参数的情况下，取得了相当一致的结果，这是令人鼓舞的，或许表明人们在理解 SN Ia 爆发方面又迈进了一步。

4.1.3　延迟爆轰波模型

由地面燃烧实验得知，湍动爆燃可自发地转为爆轰，这一概念已被引入钱德拉塞卡质量 C-O 白矮星爆发模型中。 SN Ia 的延迟爆轰波模型认为， C-O 白矮星在热核爆发中存在两种不同的燃烧阶段：初始的爆燃波燃烧阶段，以及随后的爆轰波阶段 [33]。开始阶段的低速燃烧使得白矮星整体经历预先膨胀且密度降低的过程，从而产生大量的中间质量的同位素；尔后强烈的爆轰波则能解释高的物质抛射速度以及爆炸的强度。假定爆燃 – 爆轰转换 (DDT) 出现在首次膨胀阶段的某一特定密度处。许多一维的模拟计算都已表明延迟爆轰波模型能很好地拟合 SN Ia 光谱、光变曲线以及给出合理的核合成结果 (与太阳丰度相比) [22]。拟合最好的模型中，初始燃烧阶段的速度相当慢，仅为声速的 1%， DDT 发生在密度 $\rho_{\rm DDT}\approx 10^7 {\rm g\cdot cm^{-3}}$ 处 [22,24]。DDT 的背景密度 $\rho_{\rm DDT}$ 经常被当作是对应于 SN Ia 爆发强度变化的主要物理参数。

从表面上看一维延迟爆轰波模型很成功，但其所有的 DDT 均是人为触发的。而 DDT 在 C-O 白矮星中是否会发生以及其具体机制目前还存在争议。不同文献对 DDT 物理机制的理解可归结为： (1) 当核燃料形成了足够平坦的温度梯度时，连续的自发点火将导致一过度驱动的超声速传播的爆燃波； (2) 如果足够多的燃料有这样平坦的温度梯度，过度驱动的爆燃波释放的过压可能会诱导一个强烈的爆轰波。形成爆燃波的临界尺度 $l_{\rm c}$ (或临界质量) 对碳的质量比 $X({\rm C})$ 很敏感。例如在 $\rho\approx 3\times10^7$ g$\cdot$cm^{-3} 处，当 $X({\rm C})=1.0$ 或 0.5 时， $l_{\rm c}$ 分别为 50 m 和 1 m [17]； (3) 如果湍动混合能有效地加热燃料，那么在燃料中有可能形成一个非常平坦的温度梯度区域。而湍动混合和热交换在与燃烧火焰相伴的湍动破坏火焰时就可能发生。然而在白矮星内部是否能依靠湍动预调从而在非常大的尺度上取得均匀一致的温度梯度是值得商榷的。根据 Niemeyer [34] 对湍动混合及燃烧的分析，白矮星内部的温度起伏的典型梯度尺度仅相当于薄的火焰宽度甚至更小 ($\approx 10^{-1/3}$ cm)，这远远小于 DDT 机制所要求的临界尺度 $l_{\rm c}$。因而，与大尺度湍动速度起伏的幅度无关，湍动混合本身无法在一个宏观尺度上形成均匀的混合区。此外，以前人们认为的湍动混合能使爆燃波火焰内的核反应熄灭的观点也是有问题的。数值模拟及实验均表明，混合前的核燃烧火焰只有在出现热损失或复杂的热化学效应时才会熄灭 [35,36]，而这两种情况在热核燃烧中是不存在的。如果灰烬和燃料无法充分混合，那么就无法在非常大的区域内建立具有近乎常数的温度梯度。

以上两种效应似乎表明在 C-O 白矮星中发生 DDT 的可能性不大。然而为什么一维延迟爆轰波模型能如此成功地模拟 SN Ia 的主要观测特征？要么是当前的一维模型中丢掉了某些重要的效应如 ATC，它也许能导致在爆发燃烧的后期产生 DDT (至少是快速的湍动燃烧)；要么只能说用一维模型得到的 SN Ia 爆发结果是正确的但理由是错误的，因为一维的模型本身就不能准确地描述重要的多维效应。多点点火效应就是一个例子，它会增加爆燃波阶段的燃烧率以及释放的总能量，这对标准的延迟爆轰波模型构成了冲击。总之，爆燃阶段的三维模拟计算将最终判定在 SN Ia 爆发中是否需要引入直接的 DDT 机制或者下面介绍的间接的 DDT 机制。

4.1.4 脉动延迟爆轰波模型

如果初始阶段的爆燃波无法产生足够多的能量来瓦解白矮星而且又没有 DDT 发生时，白矮星可能出现一次或者几次脉动。在极大收缩阶段，燃烧产物形成的混合层及 C-O 层经压缩后 (温度升高，密度升高) 会重新点火并触发爆轰波 [37]，即出现间接的 DDT。这种模型被称为脉动延迟爆轰波模型 (也被称为第一种类型的脉动爆轰)。Hoflich 和 Khokhlov [22] 用这样一个模型进行了一维的模拟计算，他们的结果显示该模型产生的 ^{56}Ni 质量太少但 Si 和 Ca 的质量却很大，因而能解释低光度的 SN Ia 爆发事件。用一个分维数的燃烧参数，Woosley [38] 也考虑了脉动爆燃的情形，比如重新点火产生的仍是爆燃波但后来通过加速接近于一个爆轰波，这种模型被称为第二种类型的脉动爆轰，它的脉动爆轰非常类似标准的延迟爆轰波模型。

Khokhlov 等人 [39] 认为，在经过一次或几次脉动后，由梯度机制获得 DDT 要比在首次膨胀阶段获得 DDT 更为合理。这是因为在膨胀期间薄的火焰厚度变得宏观大从而允许燃料预热，且在收缩阶段湍动会明显增强。尽管这种间接的 DDT 看起来更为合理，但这一机制导致的 SN Ia 爆发的强度都比较弱，不可能解释当前观测到的多数正常的 SN Ia 爆发。此外，要指出的是，所有这些脉动延迟爆轰波模型同最近的多维爆发模拟结果是相矛盾的，即白矮星在经第一次爆然阶段后趋向瓦解而不是出现脉动。

4.2 亚钱德拉塞卡质量爆发

在 20 世纪 90 年代，人们对亚钱德拉塞卡质量白矮星的 He 点火触发爆发模型产生了兴趣。钱德拉塞卡质量以下的 C-O 白矮星，其中心密度和温度若无法通过吸积达到爆炸性碳燃烧所需的条件，那么它们的爆发就需外部触发点火。吸积 He 层的爆轰波被认为能够产生足够强的激波并进入 C-O 核触发碳点火产生第二次爆轰，这一模型也被称作间接的双氦爆轰 (IDD) 或边缘点火爆轰 (ELD) 模型：第一次核点火发生在 C-O 白矮星顶层堆积的 $\approx 0.15\sim0.20\ M_\odot$ 的 He 包层底部，随后迅猛的爆轰波经 He 层向外传播；而向内的非燃烧压力波压缩 C-O 核并点燃中心 (也可能偏离中心) 的 C，这样就引起第二次爆轰并通过 C-O 层向外传播 [40,41]。由于 C 燃烧与 He 燃烧的核反应动力的差异，使 He 点火模型的组成结构同 C 点火模型有本质上的区别。^{4}He 通过慢 3α 过程燃烧生成 ^{12}C，而后者会迅速俘获 α 粒子形成 ^{56}Ni，这样原先的 He 层最后成为 ^{4}He 及 ^{56}Ni 的混合层。其抛射物不可避免地具有这样的结构：最上面是 ^{4}He 及 ^{56}Ni，中间是中等质量元素，最下面是 Fe/Ni 核。

由于爆发前需吸积的质量较少，并且也不要求白矮星的质量非常大，因此 ELD 模型 (亚钱德拉塞卡质量) 能较容易给出 SN Ia 的产生率 [42]。而白矮星的质量作为爆发强度的序列参数也能较合理地解释 SN Ia 观测的多样性 [43]。另外，亚钱德拉塞卡质量爆发模型能较好地解

释 SN Ia 晚期的光谱特征 (特别是 $\approx$ 4700 Å的二次电离铁线) 。

尽管 ELD 模型有上述优点，但该模型的不足之处似乎更为突出：(1) 由于外层放射性元素 ^{56}Ni 的加热，这一模型产生的光变曲线与观测相比上升和下降得太快，并且光极大时的颜色太蓝 [22,44] ；(2) 更为严重的是 ELD 模型预测的高速抛射物最外面的成分为 ^{4}He 及 ^{56}Ni，而不是 Si 和 Ca 等中等质量元素，这同早期光谱和光极大时的谱特征严重不符 [44,45] (目前仅知道一颗 SN Ia 其光谱中可能有微弱的氦线) ；(3) 在这一模型中，SN Ia 的光度函数在亮端表现为渐进的下降，这同观测分布的尖锐下降不符。因此，当前观测到的多数 SN Ia 不可能起源于 ELD 模式的爆发。若今后的研究有所改进，如能克服 ^{56}Ni 及 ^{4}He 对 SN Ia 光谱、光变曲线的污染 (或在一定程度上降低污染) ，那么对亚光度 SN Ia (如 SN 1991bg) 而言，亚钱德拉塞卡质量的 ELD 模型仍不失为一类较好的模型。

4.3　小　　结

SN Ia 代表着吸积 C-O 白矮星的热核爆发。今后钱德拉塞卡质量爆发模型和亚钱德拉塞卡质量爆发模型还将共同存在，但后者比之前者面临更大的挑战 (观测和理论) 。亚钱德拉塞卡质量爆发模型所预言的多数 SN Ia 的光谱、光变曲线以及光度函数特征同观测是不符的，当前观测到的多数 SN Ia 不太可能是以这种模式爆发的。相对而言，钱德拉塞卡质量爆发模型在现阶段可被视为 SN Ia 爆发的一个 “标准模型”，而对这一模型的争议更多地侧重于具体的流体动力学过程。在燃烧波传播后期是否要引入 DDT 机制尚存争议，高分辨率的多维模拟计算将有助于澄清这方面事实。

5　前身星系统

SN Ia 爆发前的星体 (称为前身星系统) 是怎样的，以及它们是如何演化至爆发的？这是当前恒星演化未解决的重大问题。SN Ia 前身星性质以及它们随红移的演化将直接影响当前由其得到的宇宙学结果的可靠性。此外，星系的演化也取决于 SN Ia 的辐射、爆发时的动能及核合成的输出。因此证认 SN Ia 前身星系统显得比以往任何时候都重要。目前 II 型超新星 (源于大质量恒星塌缩) 的前身星已得到证认，为红的或蓝的超巨星，如 SN 1987A (LMC) [46] 、SN 1993J (M81) [47] 。而 SN Ia 由低光度的致密白矮星爆发而成，因此其前身星很难得到直接证认，只能通过间接方法来确定可能的候选体。有一点是可以肯定的，即爆发白矮星应当有一颗伴星，因为孤立的白矮星通常经历冷却并最终成为暗物质。此外，SN Ia 爆发出现在椭圆星系 (恒星形成在 $\approx 10^{10}$ yr 前就已停止) 中的事实表明了至少在某些情形下其前身星的年龄很老，且它们需要被触发才能爆炸，因此肯定有伴星的作用。

有关 SN Ia 前身星的文章很多，主要围绕两个问题进行讨论：白矮星爆炸时的质量是多少 (钱德拉塞卡质量还是亚钱德拉塞卡质量)? 其伴星是什么？前一个问题涉及到爆发机制 (见第 4 节) ，而后一个问题的回答现在有两种：(1) 单简并模型 (Single Degenerate, SD) ，主星为电子简并的 C-O 白矮星，伴星为富氢或富氦的非简并星 (主序星或演化的红巨星) ；(2) 双简并模型 (Double Degenerate, DD) ，主星和伴星均是电子简并的 C-O 白矮星。

5.1　单简并模型

单简并的钱德拉塞卡质量爆发模型是目前比较受欢迎的一种 SN Ia 爆发模型。非简并伴

星的物质 (氢或氦) 通过洛希瓣转移到白矮星表面进行燃烧，直至其质量增长至钱德拉塞卡质量；或者是在 C-O 核上形成一个氦层点火，然后有可能形成一个燃烧波前进入 C-O 核内。通过吸积白矮星的质量增加到 SN Ia 爆发质量 $M_{\rm Ia}$ 的单简并前身星系统可能有两种 [48,49]：一种是由吸积物质的 C-O 白矮星和充满洛希瓣的质量较大的主序星或亚巨星构成 (简称为 WD+MS 系统)，爆发前可能以类似 U Sco 的再发新星及亮的超软 X 射线源 (在氢稳定燃烧阶段) 的形式出现；另一种由 C-O 白矮星和充满洛希瓣的低质量红巨星组成 (简称为 WD+RG 系统)，爆发前可能以共生星、亮的超软 X 射线源或类似于 TCrB 、 RS Oph 的再发新星的形式出现。

上述单简并演化模型的主要问题在于，典型的 C-O 白矮星以任何一种吸积率从伴星获得氢，它的质量都不太可能达到钱德拉塞卡质量极限而产生 SN Ia 爆发 [50]。如果吸积率非常低，如 $10^{-9}\ M_\odot/{\rm yr} < \dot{M} < 10^{-8}\ M_\odot/{\rm yr}$， C-O 白矮星氢包层的聚变反应是间歇性的，而每次新星爆发丢失的质量要大于吸积的质量，因此白矮星的质量根本就不会增加；对一个中等的吸积率，如 $10^{-8}\ M_\odot/{\rm yr} < \dot{M} < 5\times10^{-7}\ M_\odot/{\rm yr}$，燃烧累积的氢会形成一个简并的氦层，从而可能出现氦闪并引起亚钱德拉塞卡质量的爆发；而当吸积率达到临界吸积率，即

$$\dot{M} = \dot{M}_{\rm b} = 0.75\times10^{-6}\left(\frac{M_{\rm WD}}{M_\odot} - 0.40\right) M_\odot/{\rm yr} \tag{1}$$

时，吸积的氢将稳定地燃烧成氦 (没有类似新星爆发的质量抛射发生)，引力能的快速释放将使白矮星变得异常明亮，其前身星系统应该很容易被探测到，但至于它们是否刚好与已知的共生星系统或某些 X 射线源对应还不清楚；如果吸积率再高，如 $\dot{M} > \dot{M}_{\rm b}$，则白矮星表面氢包层的燃烧率将小于吸积率，从而会导致在白矮星周围形成一个富氢的延展包层，但这违背 SN Ia 光谱中没有氢的观测事实。因此白矮星能否通过吸积伴星的物质而达到 $M_{\rm ch}$ 显得非常不确定。

近几年上述情形得到较大改善。首先，一个颇令人感兴趣的进展是明亮的超软 X 射线双星辐射源 (如 RXJ 0513.9-6951) 的发现，这些源的观测特征同吸积率 $\approx 10^{-7}\ M_\odot$ /yr 的白矮星符合得很好 [51]。如果这些白矮星能有效地保留所吸积的气体，有理由认为它们将以 SN Ia 爆发的形式结束自己的生命。在类似于我们银河系以及 M31 的普通星系的盘中，已发现的软 X 射线源数目均在 100 个左右，因此它们能在很大程度上解释旋涡星系及不规则星系中的 SN Ia 产生率。但椭圆星系中 SN Ia 的前身星无法用这类系统来解释，因为致密的超软 X 射线源的伴星质量要大于 $1.2\ M_\odot$，因而它们的年龄太小不可能在椭圆星系中出现。核合成结果表明要避免过高的 $^{54}{\rm Cr}/^{56}{\rm Fe}$ 及 $^{50}{\rm Ti}/^{56}{\rm Fe}$，发生热核反应时白矮星的中心密度必须低于 $\approx 2\times10^9$ ${\rm g\cdot cm^{-3}}$ [52]，这对高吸积率的超软 X 射线源来说已经实现。其次， Hachisu 等人 [53~55] 找到了吸积过程的一个新的强风解。根据 Hachisu 等人的研究，当 $\dot{M} > \dot{M}_{\rm b}$ 时，在 $\lg T({\rm K}) \approx 5.2$ 处 Fe 不透明度的强峰将驱使光学厚的白矮星星风。如果星风足够强，白矮星就可以避免形成共同包层；稳定的氢燃烧将以 $\dot{M}_{\rm b}$ 的吸积率连续增加白矮星的质量，而多余的富氢或富氦物质以星风的形式被吹掉。这为由共生星系统 (WD+MS 或 RG) 演化为 SN Ia 打开了更宽的通道。然而，氢进行稳定燃烧 (没有新星爆发) 的最小吸积率仍然是不确定的。所有计算这一吸积率的模型似乎都忽略了某些重要的物理信息，因此它们的预测可能有几个量级的偏差。例如经典的新星爆发要求白矮星吸积大气中的碳氧元素有大的增丰 [56]，而最近的三维模拟计算表明以前的对流混合以及自增丰机制都不能满足这个要求 [57]。除非在爆发前白矮星氢壳层

中的碳氧有明显的增丰，否则以这种方式产生新星爆发的机会将被减少。因此，划分稳定氢燃烧及新星爆发的吸积率界限的上升扩大了 SN Ia 前身星的范围。此外， Kobayashi 等人[58] 对两类单简并系统 (WD+RG 及 WD+MS) 的化学演化计算表明，这两类模型都能很好地拟合银河系的化学演化结果 (将 [O/Fe] 作为 [Fe/H] 的函数)，例如在 [Fe/H]≈ -1 处有突变。

以上研究的进展表明，单简并模型作为 SN Ia 可能的前身星模型是非常被看好的，但最终的判定还要取决于 SN Ia 光谱中是否有窄的拱星氢及氦线存在 (即使是极少量的)。对单简并模型而言，演化双星的周围应当或多或少地有富氢或氦的星周物质存在。因此在超新星爆发时，抛射的物质将同星周物质相互碰撞产生向内及向外传播的激波。在激波波前，粒子加速并产生射电辐射。受激波作用，物质的热等离子体发射出热的 X 射线，而激波前的星周物质被 X 射线电离并产生复合的 Hα 发射线[59]。这些相互作用在 Ib、 Ic 及 II 型超新星中都被观测到了。然而到目前为止，还没有令人信服的证据表明 SN Ia 光谱中存有窄的拱星氢及氦线 (只有 Meikle 等人[60] 可能在 SN Ia 光谱中证认出了不明显的氦线)，同时也没有探测到由星周物质作用产生的 X 射线或射电辐射。 Hachisu 等人用他们的强星风模型估计出星周物质密度 $\dot{M}/\nu \approx 10^{-7} M_{\odot}/\mathrm{yr}$；而低光度的 SN 1986G 的射电观测给出星周物质密度最苛刻的上限为 $1\times 10^{-6} M_{\odot}/\mathrm{yr}$[61]； Cumming[59] 由 SN 1994D 得到 Hα 的上限 $\approx 10^{-5} M_{\odot}/\mathrm{yr}$； Schlegel 和 Petre[62] 由 SN 1992A 的 X 射线观测发现星周物质密度上限 $\approx 10^{-5} M_{\odot}/\mathrm{yr}$。这些密度上限仍比由白矮星星风预计的密度高 10$\sim$100 倍。因此，在现阶段这些未探测到的性质还不足以作为排除单简并模型的重要依据，期望将来的观测将能够最终判定 SN Ia 光谱是否真的缺氢还是因为当前观测分辨率不够。如果在我们感兴趣的范围 (例如 $\dot{M}/\nu \approx 10^{-8}\sim 10^{-9} M_{\odot}/\mathrm{yr}$) 内仍没有探测到氢的存在，那么单简并模型则要让位于下面论述的双简并模型了。

5.2　双简并模型

Iben 与 Tutukov[63] 及 Webbink[64] 最早提出了 SN Ia 前身星的双简并模型。他们认为，如果两颗白矮星的总质量大于 M_{ch} 时其合并的结果是产生 SN Ia 爆发。双白矮星系统是双星演化的预期结局之一。如果该系统绕转周期足够短，则两颗白矮星会由于引力波辐射 (GWR) 而损失轨道角动量，并可能在时间 t_{GWR} 内完成合并，即

$$t_{\mathrm{GWR}} = \frac{1.5\times 10^{8} A_{\mathrm{ff}}^{4}}{M_{1R} M_{2R} (M_{1R}+M_{2R})}\ \mathrm{yr} \approx \frac{8\times 10^{7} P^{8/3} (M_{1R}+M_{2R})^{1/3}}{M_{1R} M_{2R}}\ \mathrm{yr}, \tag{2}$$

其中 A_{ff} 是轨道分离距离 (以太阳直径 $R_{\odot}$ 为单位)， P 是绕转轨道周期 (以 h 为单位)，白矮星的质量以 $M_{\odot}$ 为单位。很显然 t_{GWR} 要小于哈勃膨胀的年龄。为了能在一个哈勃时间内 ($\approx 1.5\times 10^{10}$ yr) 完成合并，双白矮星的绕转轨道周期要短于 0.5 d。由于白矮星的半径 $\propto M^{-1/3}$，如果主星与伴星的质量比足够大，则一旦质量较小的白矮星 (伴星) 充满罗希瓣就会发生动力学的物质转移。快速物质转移的结果是形成一个围绕主星的大质量的厚盘[65,66]。吸积盘中至少有一部分物质将最终落到主白矮星表面从而完成合并过程，但这是否会导致 SN Ia 爆发是有争议的。

双简并白矮星作为可能的 SN Ia 前身星模型一直饱受争议。支持者认为两颗 C-O 白矮星的合并模型能很自然地解释 SN Ia 光谱中缺氢的现象。若有朝一日 SN Ia 光谱中探测到氢，则对该模型来说将是致命的打击。其次，双白矮星作为恒星演化的产物确实存在，例如 Saffer、 Livio 和 Yugelson[67] 在 153 颗场白矮星及亚矮 B 星的样本中找到了 18 对新的双简并候选体。

目前已知有 9 对双白矮星系统其轨道周期短于 0.5 d，但其中只有两个系统的总质量在误差范围内可能超过 $M_{\rm ch}$(KPD 0422+5421 [68] 及 KPD 1930+2752 [69])，如此少的候选体数目能否符合 SN Ia 的出现频数是令人怀疑的。当然这也可能是观测样本不够大所致。基于一个 N 体模拟，Shara 和 Hurley [70] 发现由于星团的动力学相互作用，其内部短周期、大质量的双简并白矮星系统的产生率要比场星中高 10~15 倍。若这个增强机制得到证实，双简并模型在解释 SN Ia 产生率方面的困难是可以被克服的。最后，大多数低光度 SN Ia 出现在椭圆星系中的事实也表明它们的前身星可能是双简并白矮星系统。一些低光度的 SN Ia 通常具有年龄相当老的前身星，例如在 NGC 4374 中爆发的 SN 1991bg，其前身星年龄最少在 10^{10} yr 以上 [71]，这样年老的前身星更倾向于双白矮星系统而不是 WD+MS 或 WD+RG 系统。

双白矮星合并是否导致爆炸与物质通过盘的有效吸积率密切相关，而这一吸积率取决于盘的角动量分布明显改变的时标。根据 Mochkovich 及 Livio [65] 的研究，如果围绕白矮星的厚盘是湍动的，则吸积盘的角动量转移可在几天内完成。由于辐射压效应，通过盘的吸积率由爱丁顿极限决定。例如对质量 $\approx 1\ M_\odot$ 的主白矮星，通过盘的吸积率 $\dot{M} \approx 2 \times 10^{-5} M_\odot/{\rm yr}$。而实际上只要 $\dot{M} \geq 2.7 \times 10^{-6} M_\odot/{\rm yr}$，压缩加热效应就会导致远离 C-O 核中心的碳燃烧 (点火发生在白矮星与吸积盘的交界处) [72]。由于该处物质密度较低 ($\approx 10^6\ {\rm g \cdot cm^{-3}}$)，因此碳燃烧不是爆炸性的而是以一种自维持的方式向中心区域传播，燃烧使得白矮星的 C-O 核变成 O-Ne-Mg 的混合物。此后中心密度的演化由压缩加热和中微子冷却之间的能量平衡来决定。当中心密度上升至某临界值 ($\approx 10^9\ {\rm g \cdot cm^{-3}}$) 时，电子开始大量被俘获到 ^{24}Mg 上而电子简并压减小。由于没有达到中心碳点火的密度条件，这种结构将倾向于塌缩形成中子星而不是产生热核爆炸。最近的一些研究表明双白矮星在合并时吸积塌缩的可能性比预期的还要大。例如 Bravo 和 Garcia-Senz [73] 对物态方程进行库仑改正，结果降低了碳燃烧的推进速度及电子和离子压强，所有这些都使得区分热核爆炸与塌缩的临界密度降低。

除模型本身的问题外，一些观测也对双白矮星合并作为 SN Ia 的前身星模型提出了质疑。要产生一个爆发，吸积过程将持续 $\approx 10^6$ yr。根据银河系中的 SN Ia 的产生率，可以推断出应该有几千颗白矮星 —— 吸积盘系统在银河系中游荡。为了在 $\approx 10^6$ yr 内将厚盘的势能辐射出去，该系统的 UV 光度应当是太阳的几百倍 [65]。由此可见，这些系统应当很容易被观测到，但迄今还没有发现这样的天体。此外，由双简并模型得到的化学演化表明 [O/Fe] 在 [Fe/H]≈ -2 处出现间断 [58]，这与银河系的结果不符。

5.3 小 结

现阶段单简并白矮星的前身星模型 (WD+MS 、WD+RG) 似乎比双简并模型更具优势，尤其在一类明亮的超软 X 射线源被证认以后。双白矮星合并模型除了缺少足够的观测证据外，合并本身是否导致爆发还存在争议。当然单简并模型也并非十全十美，例如至今仍未在 SN Ia 谱中找到有关氢存在的证据。今后的研究应致力于寻找星周氢存在与否的证据，例如结合 SN Ia 爆发早期的高分辨率的光学分光和测光观测、 X 射线观测以及射电观测，对前身星的 $\dot{M}/\nu$ 作出限制。

6 结 束 语

我们回顾和评述了 SN Ia 热核爆发中可能涉及到的各种流体动力学过程以及爆发前的前身星演化模型。SN Ia 可能的爆发过程如下：双简并白矮星合并后质量达到 $M_{\rm ch}$ 时爆发 (简称为 DD-Ch)；单简并吸积 C-O 白矮星在质量接近 $M_{\rm ch}$ 后爆发 (简称为 SD-Ch)； C-O 白矮星吸积的氦或碳质量达到某一临界值时，其边缘点火产生爆轰 (简称为 DD/SD-subCh)。当前的多数观点认为在以上 3 种情形中， SD-Ch 组合是最有可能的。 Branch [74] 在最近的评论文章中也指出该模型是 SN Ia 爆发的标准模型，但我们认为现在还缺乏足够强的证据作出这样的判定。当前的观测显示不同 SN Ia 产生的 Ni 质量 $\approx 0.4\sim1.0\ M_{\odot}$，这表明不同 SN Ia 的爆发存在较大的差异。对于正常的 SN Ia，爆发时所合成的 Ni 的质量可相差 $0.4\ M_{\odot}$；而对 SNe 1991T 和 1991bg 这类特殊超新星这一差异可达到 $1.0\ M_{\odot}$。因此用某种单一的爆发模型来解释当前观测到的 SN Ia 似乎不太可能。

没有强有力的观测限制， SN Ia 前身星及其爆发机制仍是不确定的。在单简并模型中，星周氢在光谱中应当能以发射线的形式被观测到；而在双简并情形下可能会产生不对称的爆发。 γ 射线光变曲线或 γ 射线轮廓的早期观测，有助于区分 SN Ia 爆发模型是钱德拉塞卡质量碳点火模型还是亚钱德拉塞卡质量氦点火模型，因为后者在外层抛射物中出现的 ^{56}Ni 会导致 γ 射线光变曲线的快速上升。此外，通过研究不同红移处 SN Ia 的产生率也有助于确认其前身星模型，因为不同的前身星模型会给出不同的红移分布 [42]。

至于爆发机制本身，未解决的问题主要是燃烧波的演化以及点火过程的细节。初始燃烧始于 C-O 核的一个较慢的爆燃波，尔后伴随着燃烧加速行为的模型能很好地拟合 SN Ia 的主要观测特征。而燃烧后期的加速是否会导致爆轰波，即出现 DDT，尚无定论。但最近的三维模拟计算表明，在不引入任何非物理参数的情况下爆燃阶段的燃烧也能产生一个合理的 SN Ia 爆发，这也许表明似乎没有必要为符合观测而人为引进 DDT 机制。三维的模拟计算在理解 SN Ia 爆发的问题上更前进了一步。另外，对于点火过程的细节目前还是不清楚。理论上多维数值模型能模拟点火阶段，但较长的点火时标要耗费大量机时。国际上这方面的研究工作也正在进行中。

致谢　非常感谢审稿人指出初稿中存在的问题以及就此提出的一些修改意见。

参 考 文 献

1　王晓峰，李宗伟. 天文学进展， 2000, 18(2): 151
2　Filippenko A V. ARA&A, 1997, 35: 309
3　Arnett W D. Ap&SS, 1969, 5: 180
4　彭秋和. 天文学进展， 1998, 16(1): 50
5　彭秋和. 天文学进展， 1998, 16(1): 60
6　Iben I J, Tutukov A V. ApJS, 1985, 58: 661
7　Nomoto K, Sugimoto D. PASJ, 1977, 29: 765
8　Livio M, Truran J W. ApJ, 1992, 389: 695
9　Saio H, Nomoto K. A&A, 1985, 150: L21
10　Nomoto K, Kondo Y. ApJ, 1991, 367: L19
11　Paczynski B. ApJ, 1972, 181: L53
12　Bruenn S W. ApJ, 1973, 183: L125
13　Barkat Z, Wheeler J C. ApJ, 1990, 355: 602

14 Mochkovitch R. A&A, 1996, 311: 152
15 Stein J, Barkat Z, Wheeler J C. ApJ, 1999, 523: 381
16 Niemeyer J, Hillebrandt W. ApJ, 1995, 452: 769
17 Niemeyer J, Woosely S E. ApJ, 1997, 475: 740
18 Mazurek T J, Meier D L, Wheeler J C. ApJ, 1977, 213: 518
19 Kriminski S A, Bychkov V V, Liberman M A. New Astron., 1998, 3: 363
20 Woosley S E. In: Petschek A G ed. Supernovae, Berlin: Springer-Verlag, 1990: 182
21 Nomoto K, Thielemann F K, Yoki K. ApJ, 1984, 286: 644
22 Hoflich P, Khokhlov A M. ApJ, 1996, 457: 500
23 Thielemann F K, Nomoto K, Yokoi K. A&A, 1986, 158: 17
24 Iwamoto K, Brachwitz F, Nomoto K *et al.* ApJS, 1999, 125: 439
25 Nomoto K, Sugimoto D, Neo S. Ap&SS, 1976, 39: L37
26 Khokhlov A M. A&A, 1991, 245: 114
27 Garcia-Senz D, Woosley S E. ApJ, 1995, 494: 895
28 Niemeyer J C, Hillebrandt W, Woosley S E. ApJ, 1996, 471: 903
29 Reinecke M, Hillebrandt W, Niemeyer J C. A&A, 1999, 347: 739
30 Reinecke M, Hillebrandt W, Niemeyer J C. A&A, 2002, 386: 936
31 Reinecke M, Hillebrandt W, Niemeyer J C. A&A, 2002, 391: 1167
32 Khokhlov A M. 2000, preprint(astro-ph/008463)
33 Khokhlov A M. A&A, 1991, 245: 114
34 Niemeyer J C. ApJ, 1999, 523: L57
35 Poinsot T, Veynante D, Candel S. J. Fluid Mech., 1991, 228: 561
36 Shy S S, Jang R H, Ronney P D. Combust. Sci. Tech., 1996, 113: 329
37 Khokhlov A M. A&A, 1991, 245: L25
38 Woosley S E. In: Ruiz-Lapuente P, Canal R, Isern J eds. Thermonuclear Supernovae, Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1997: 313
39 Khokhlov A M, Oran E S, Wheeler J C. ApJ, 1997, 478: 678
40 Woosley S E, Weaver T A. ApJ, 1994, 423: 371
41 Livine E, Arnett D. ApJ, 1995, 452: 62
42 Yungelson L, Livio M. ApJ, 1998, 497: 168
43 Ruiz-Lapuente P, Burkert A, Canal R. ApJ, 1995, 447: L69
44 Nugent P, Baron E, Branch D *et al.* ApJ, 1997, 485: 812
45 Hoflich P. In: Ruiz-Lapuente P, Canal R, Isern J eds. Thermonuclear Supernovae, Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1997: 659
46 Hillebrandt W, Hoflich P, Weiss A *et al.* Nature, 1987, 327: 597
47 Schmidt B P, Kirshner R P, Eastman R G *et al.* Nature, 1993, 364: 600
48 Nomoto K, Iwamoto K, Kishimoto N. Science, 1997, 276: 1378
49 Nomoto K, Umeda H, Hachisu I *et al.* In: Truran J, Niemeyer J eds. Type Ia Supernovae: Theory and Cosmology, Cambridge : Cambridge University Press, 2000: 63
50 Cassisi S, Iben I Jr, Tornambe A. A&A, 1998, 496: 376
51 Kahabka P, Van Den Heuvel E P J. ARA&A, 1997, 35: 69
52 Nomoto K, Iwamoto K, Nakasato N *et al.* Nucl. Phys. A, 1997, 621: 467
53 Hachisu I, Kato M, Nomoto K. ApJ, 1996, 470: L97
54 Hachisu I, Kato M, Nomoto K. ApJ, 1999, 522: 487
55 Hachisu I, Kato M, Nomoto K *et al.* ApJ, 1999, 519: 314
56 Starrfield S, Truran J W, Sparks W M. ApJ, 1978, 226: 186
57 Kercek A, Hillebrandt W, Truran J W. A&A, 1999, 345: 831
58 Kobayashi C, Tsujimoto T, Nomoto K *et al.* ApJ, 1998, 503: L155

59 Cumming R J, Lundqvist P, Simth L J *et al.* MNRAS, 1996, 283: 1355
60 Meikle W P S, Cumming R J, Geballe T R *et al.* MNRAS, 1996, 281: 151
61 Eck C R, Cowan J J, Roberts D A *et al.* ApJ, 1995, 451: L53
62 Schlegel E M, Petre R. ApJ, 1993, 412: L29
63 Iben I Jr, Tutukov A. ApJS, 1984, 55: 335
64 Webbink R F. ApJ, 1984, 277: 355
65 Mochkovitch R, Livio M. A&A, 1990, 236: 378
66 Rasio F A, Shapiro S L. ApJ, 1995, 438: 887
67 Saffer R A, Livio M, Yungelson L R. ApJ, 1998, 502: 394
68 Koen C, Oran E S, Wade R A. MNRAS, 1998, 300: 695
69 Maxted P F L, Marsh T R, North R C. MNRAS, 2000, 317: L41
70 Shara M M, Hurley J R. ApJ, 2002, 571: 830
71 Howell D A. ApJ, 2001, 554: L193
72 Nomoto K, Iben I Jr. ApJ, 1985, 297: 531
73 Bravo E, Garcia-Senz D. MNRAS, 1999, 307: 984
74 Branch D. In: Stephen S, Hwang U eds. Young Supernova Remnants, New York: Melville, 2001: 31

The Explosion Models and Progenitors of Type Ia Supernovae

Wang Xiaofeng[1,2]　Li Zongwei[1]　Chen Li[1]

(*1. Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875*)

(*2. National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012*)

Abstract

Type Ia Supernovae (SNe Ia) are more significant as standard candles in the extragalactic distance measurement——and hence in the determination of the expansion rate of the universe. SNe Ia are enigmatic objects in many aspects, and their progenitors and explosion mechanisms have not been understood well. At present the observations are not strong enough to provide precise constraints on the theoretical models, but we believe that most SNe Ia are formed by the explosion due to the thermonuclear fusion of carbon and oxygen in white dwarfs that have mass close to the chandrasekhar mass ($\approx 1.39\ M_{\odot}$). The mechanism, which is used to explain the explosion, especially how the hydrodynamical process occurs, is still an open question. However, recent results from three-dimensional numerical simulations of thermonuclear deflagration would show that it was not necessary to include the detonation in the late phase of the burning. On the other hand, although the progenitor model of a white dwarf with a main sequence (or red giant) companion seems to be more reasonable, the model of merge of two white dwarfs cannot be ruled out as the latter might account for some peculiar SNe Ia.

Key words　astrophysics—models of supernovae—review—white dwarfs—hydrodynamics