

I_a 型超新星爆发理论 (II): 理论研究中的重要疑难问题

彭 秋 和

(南京大学天文系 南京 210093)

摘 要

介绍与评述了 I_a 型超新星理论研究中最为突出的 8 个尚未解决的重要疑难问题, 并简单介绍了国内围绕 SNI_a 开展的某些物理探讨研究。

关键词 超新星 — 核反应, 核合成 — 白矮星

分类号: P.145.3

我们在文 (I) 中首先从观测方面综述了 I_a 型超新星 (SNI_a) 的光谱特性、光变曲线、爆发能量以及在星系内的分布特征。此后简要地介绍了利用 SNI_a(改进的) 标准模型解释 SNI_a 爆发的物理原因、爆发过程以及核合成特征的有关情况。虽然现有的 (改进的) 标准模型在解释 SNI_a 爆发的一般特征方面 (包括光谱特征和光变曲线) 都取得了相当的成功。但是它们仍然存在着相当多的悬而未决的问题, 其中一些问题甚至是非常基本的。这里专门介绍与讨论这些重要疑难问题, 并简单介绍一下国内有关的探讨研究工作。

1 SNI_a 的前身星问题

作为 SNI_a 前身星需满足以下相当苛刻的条件: (1) 它要求密近双星中的白矮星必须是质量相当大的, 接近于 Chandrasekhar 极限值。对 C-O 白矮星来说, 其值为 $1.38M_{\odot}$, 半径约为 1600km。 (2) 质量吸积率必定是适中的, 约在 $(10^{-9}-10^{-6})M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ 之间。若吸积率过小 ($< 10^{-9}M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$), 它将引起新星爆发现象, 而不是超新星; 若吸积率太高, 则可能会出现氢燃烧壳层而形成一个红巨星包层 (当 $\dot{M}_H \geq 10^{-6}M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$, \dot{M}_H 为归算到纯氢气体的吸积率)。该系统演化的结局尚不清楚, 但它最后会使白矮星及其伴星并为一体。如果吸积率超过 Eddington 极限 $\dot{M}_{\text{Edd}} (\sim 10^{-5}M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1})$, 则这个系统会直接形成共同的包层, 形成某种共生星。由于上述这两个条件太严格, 以至于迄今无论从直接的观测证据上, 还是从理论上、从统计上都无法判断哪一类白矮星可以作为 SNI_a 的前身星^[2]。例如, 从光谱分析研究在密近双星中发现的接近于 $1.30M_{\odot}$ 的大质量白矮星几乎都是 O-Ne-Mg 白矮星, 而不是人们

研究最多的(作为导致 SNI_a 爆发的)C-O 白矮星。O-Ne-Mg 白矮星占白矮星总数约 1/4。日本 Miyaji 和 Nomoto 通过计算研究曾预言 O-Ne-Mg 白矮星吸积最后的结局是坍缩而不是像 SNI_a 那样爆发^[3]。但是,在他们的计算中曾人为地抑制燃烧波的传播。而美国 Woosley 和 Weaver 采用了重新估计的燃烧火焰的传播速度,发现 O-Ne-Mg 白矮星吸积的最后结局是爆发,而不是坍缩^[4]。这个结论同 Miyaji 和 Nomoto 的结果完全相反。显然,进一步详细研究 O-Ne-Mg 白矮星吸积导致的演化过程、爆发及其核合成的问题是非常必要的。这也是近年来人们关注的焦点。

2 白矮星核心晶体状态问题

当坍缩的白矮星核心高度致密,以至于原子核之间的库仑排斥能远超过它们的热运动能时,物质开始凝聚成晶格点阵的固体状态。物理上定量地表述为:当等离子体耦合常数 Γ (\equiv 库仑斥能 / 热运动动能 = $z^2 e^2 / akT$, 其中 a 为晶格常数,即离子间平均距离, z, e, k, T 分别是原子核的电荷数、电子电荷、波耳兹曼常数和物质的温度)超过某个临界值 Γ_c (对于单一化学成分的等离子体来说, $\Gamma_c \sim 155$) 时物体就呈现固体化。对于 C-O 白矮星来说,其固态核心中,碳和氧是处于分离状态,还是混合在一起的呢?若它们处于分离状态,必定引起较重的氧向中心沉淀,形成一个逐渐增大的由纯氧组成的内核心,其外是碳的包层(外核心);如果碳、氧是相互混合的,它们组成紧密的合金是有序的还是无序的呢?

这三种不同的固体状态是决定坍缩白矮星核心碳燃烧点火的不同方式,甚至是决定星体最后是整体爆炸还是继续坍缩(形成中子星)的关键性问题。

1989 年 Godon 等人的研究表明^[5],在微观上碳氧分离所消耗的能量低于总能量的 1%,在现有研究中,尚无法确定它们是否分离,因而上述问题并未解决。大多数研究者采用数学上最简单,而且又容易导致碳爆燃的模型:当它们凝结成固态时,碳氧没有明显的分离,而且形成无序的合金。但这种模型的物理基础并未研究清楚。

3 碳燃烧点火地点和点火时的核反应类型

除了通常的热核反应外,致密星体中还可能出现另一种类型的核反应,它们不是以离子的热运动能量,而是以晶格中离子的零点振动能(它以一定概率穿透原子核间的排斥性库仑位垒)作为轰击能量。这种反应称为致密物质核反应(Pycnonuclear reaction)^[6],即使在绝对零度附近它也可能发生。在坍缩的白矮星内,首先点火的核反应究竟是哪一种类型的反应呢?碳燃烧最先是在星体中心还是在中心以外某位置首先点火呢?要解决这些问题是相当困难与复杂的,它同某些迄今尚不清楚的物理因素密切相关。例如,它同白矮星的中心密度、温度及温度分布轮廓、中微子发射率以及对流驱动的 Urca 过程是否起重要作用都紧密相关。但最重要的因素之一是前面所述的碳和氧究竟是形成无序合金、有序合金还是完全的碳氧分离状态这一关键问题:

(1) 对无序 C+O 合金来说,星体中心碳燃烧点火的核反应方式完全是由中心温度和密度状态确定:若中心密度 $\rho_c \sim (2-3) \times 10^9 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$, 中心温度 $T_c \geq 2 \times 10^8 \text{K}$, 则是通常的热核反应^[8];若 $\rho_c \sim (0.95-1.5) \times 10^{10} \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$, $T_c < 1 \times 10^9 \text{K}$, 则是致密物质核反应^[9]。白矮

星的中心密度是由吸积率以及白矮星的温度决定的。但迄今人们仍把它当作自由调节参量。

(2) 当碳、氧混合物固体化时，它有可能形成有序的 C+O 合金。这时碳燃烧的点火将被推迟到具相当高的密度时才出现。在通常氧含量高于碳含量的这种有序合金中，只会发生 $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ (以及 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$) 这类反应 [2]。但是，如果 $\rho_c \approx 2 \times 10^{10} \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ，则 ^{16}O 原子核的电子俘获过程大量进行，促进星体进一步坍缩，核燃烧的点火将发生在更高密度下 (致密物质核反应)。

(3) 如果白矮星核心区碳、氧是处于分离状态，则内核主要由氧组成，它的外围则是以碳为主的区域。一旦在交界面外的碳核燃烧开始点火，它释放的大量热能将使其温度远高于更外面区域，很快引起 Schwartzschild 对流。对流驱动的 Urca 过程 (见后文) 可能导致复杂的结果。

4 有关对流 Urca 过程作用的争论

人们在 SNI_a 模拟计算时 [10,11]，往往采用在 $\rho_c \approx 3 \times 10^9 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 、 $T_c \approx 2 \times 10^8 \text{K}$ 时碳燃烧开始点火。而且一旦点火，它就迅速发展成为失控的碳燃烧 (参阅文 (I))。1972 年 Paczynski 认为 [7]：这时首先会引起核心内外物质的对流，来回对流的物质将通过核心区某一“Urca 壳层 (shell)”，该处以内物质的电子 Fermi 能足够高，超过 ^{23}Na (碳燃烧的产物之一) 原子核上电子俘获的能阈值 (3.695 MeV)，因而 $^{23}\text{Na}(e^-, \nu_e)^{23}\text{Ne}$ 这种电子俘获大量进行。当产生的不稳定核 ^{23}Ne 随对流而穿出该“Urca 壳层”之后，其外面物质密度较低，电子 Fermi 能不高，不会抑制 ^{23}Ne 的 β^- 衰变过程的进行 ($^{23}\text{Ne}(e^-, \bar{\nu}_e)^{23}\text{Na}$)。(即： $^{23}\text{Ne} \rightarrow ^{23}\text{Na} + e^- + \bar{\nu}_e$ ，其中 e^- 为电子， $\bar{\nu}_e$ 为电子型反中微子)。这种循环的对流 Urca 过程起着一种能量“漏管”的作用。因为在过程中产生的中微子与反中微子携带能量离开恒星。Paczynski 论证，即使这种参与对流 Urca 过程的 (稳定) 核素的丰度较低 (以太阳的相应值为单位，这里的 ^{23}Na 质量丰度为 10^{-5})，这种能量的漏泄作用足以将热核反应释放的能量的相当大部分转移出去，因而在这种简并物质中热能的堆积进展较为缓慢，它大大地推迟了热核反应转变为失控状态的时间。这时星体却仍在向中心继续 (虽然较为缓慢) 坍缩。如果这种对流 Urca 过程的中微子能损率足够高 (若更多种类的核素参与对流 Urca 过程)，则它有可能几乎完全抵消碳燃烧的产能率，而达到一种能量平衡状态。这样，核心区无法聚积足够的热能引起热核反应的失控，其最后结局有可能不是像 SNI_a 那样星体向外爆炸，而是进一步坍缩成中子星。当然，这种能量平衡是长期维持下去还是只是短暂现象，目前尚不清楚。

1973 年 Bruenn 具体分析了对流驱动的 Urca 过程 [12] 指出：Urca 过程究竟是冷却过程还是加热过程取决于中微子带走能量的多少。这是由星体内简并物质的温度和密度决定的。在给定密度下，对于某一对具体的原子核 (A, z) 和 $(A, z-1)$ (其中 A 为原子量， z 为核电荷数) 来说，存在一个临界温度 T_c ，它是由电子的 Fermi 能 (由密度和化学成分决定) E_F 与电子俘获能阈值 Q 之差 (即： $\Delta E = E_F - Q$) 来确定的。如果星体内温度较低 ($T < T_c$)，则上述 Urca 过程发射的中微子平均能量较低，低于 ΔE 值，则电子 Fermi 能的另一剩余部分将转化为 (β^- 衰变过程中) 出射电子的动能，并转化为热运动动能，因而其净效果是加热。反之，若星体内温度较高 ($T > T_c$)，Urca 过程发射的中微子能量高于 ΔE 值，单靠电子 Fermi 能是不够的，必须再消耗 (电子俘获过程中) 入射电子的 (热运动) 动能，这时的净效果才表现为

冷却。Bruenn 具体计算了 $^{23}\text{Na}-^{23}\text{Ne}$ Urca 对从 $(1.8 - 4.0) \times 10^9 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 范围中的各种密度下相应的临界温度^[12]。根据这个计算结果, 目前碳爆燃模型中碳燃烧温度低于上述临界温度, 故对流 Urca 过程应表现为加热, 而不能推延和抵消简并物质中碳燃烧的失控转变。正因为如此, 迄今几乎所有 SNI_a 的模拟计算中, 并未考虑对流 Urca 过程。

进一步的研究^[13-15]发现, 虽然 Urca 过程总效果似乎是加热, 但被加热的是对流运动中位于“Urca 壳层”外的电子, 而此壳层内(因电子俘获)仍然消耗电子能量, 其内区仍为冷却。Iben 甚至发现^[15], 由于冷却和加热交替出现, 其温度首先在热时标内出现振荡, 而当密度上升到 $4 \times 10^9 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 时, 由于出现新的 Urca 对 $^{21}\text{F}-^{21}\text{Ne}$ (^{21}Ne 核的电子俘获能阈值为 5.70MeV), 因而温度明显下降。

1991 年, Barkat 指出^[16], 上述在 Urca 壳层外的加热被电子(同原子核一起)的流动所抵消, 对流 Urca 过程至少在相当程度上抑制了碳燃烧失控的出现, 使它推迟到中心密度(由于核心仍在继续收缩)高达 $6 \times 10^9 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 以上时才会发生, 其结果是: 由于最后的失控碳燃烧将导致星体爆炸, 而不是内爆(坍缩)。而且, 失控碳燃烧出现在较冷的内核心外面。虽然现有 SNI_a 模拟计算中一般并未考虑对流 Urca 过程(因为还有许多太复杂的因素, 主要涉及到对流边界的处理), 但现在看来, 这是一个不可轻视的重要因素。

5 碳爆燃波的加速传播问题

文(I)已经介绍了失控碳燃烧开始时是以热传导方式(其速度 $50 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$, 远低于声速 $9500 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)向外传播。随着失控碳燃烧的进行, 当温度高达使碳燃烧速率增加到某一个临界值、其核燃烧的特征寿命短于对流元在内外之间往返一周的时标时, 低速爆燃波就进入了不稳定加速传播的阶段。实际上, 处于坍缩状态的白矮星内, 电子处于极端相对论简并, 物质的绝热指数非常接近于 $4/3$ 。根据广义相对论(后牛顿近似)的推算, 这种白矮星会出现(不稳定)振荡方式的坍缩, 其周期约为 2 s。核心区只要有 $0.05 M_{\odot}$ 的物质(其中 ^{12}C 仅占 30%, 其余主要是 ^{16}O)经过碳燃烧, 其释放的热能足以使核心中心密度因膨胀而下降 3.6 倍^[10]。特别当核心区温度达到 $1 \times 10^9 \text{K}$ 以上时, 核燃烧时标(0.01s)远短于声波穿过压力标高(450km)的时标(0.047s)。这时, 由于碳爆燃波波前以内物质经历了失控核燃烧, 在高温膨胀过程中其密度下降很多, 反而低于波前外面的密度, 因而会导致(上层重于下层的流体中出现的)Rayleigh-Taylor 重力不稳定性, 使内外物质翻转, 爆燃波大大向外加速^[10]。但是, 此后具体的物理过程和加速的图象仍然很不清楚。人们相信, 火焰传播过程中可以产生扰动(压缩波等), 它们同燃烧速度之间的正反馈将导致燃烧波的加速^[17], 最后这种不稳定性引起的火焰速度可以大大超过相应的平流燃烧波速。Woosley 更具体地描述了这种加速过程^[10]。他指出: 碳爆燃波的点火很可能发生在星体中心外的许许多多分立点处。这使得上述 RT 不稳定性引起的爆燃波前的形变扭曲变得极为复杂(可能使爆前曲面几乎折叠), 其效果是大大增加了有效核燃烧面。最初从每一点火点出发的燃烧波为球面波, 现在经 RT 不稳定性(而且从多个点火点出发)造成变形扭曲之后, 燃烧波前面积大为增加, 它大大加速了核燃烧进程。Woosley 把这种形变扭曲的燃烧波前曲面同原先未形变的球面波相对比后指出: 由于实际波前面积随(离中心)距离 r_b 的增加快于平方律, 即燃烧波前面积 $S \sim r_b^D (2 < D < 3)$, D 称为分数维^[10]。Woosley 将燃烧波前面积表示为 $S = 4\pi r_b^2 (r_b / \lambda_{\min})^{(D-2)}$, 其中 r_b 取为

燃烧区平均半径, λ_{\min} 为上述 RT 不稳定性开始增长时对应的特征距离, 即只有当核燃烧平均范围的半径大于 λ_{\min} 时, 上述不稳定的加速过程才会发生. 从能量原理出发可简单得出^[10]: $\lambda_{\min} = 4\pi V_c^2 / g_{\text{eff}}$, 其中 V_c 为热传导速度, g_{eff} 是因膨胀(密度降低)导致的重力加速度的变化: $g_{\text{eff}} = (4\pi/3)Gr\rho(\Delta\rho/\rho)$. 在 SNI_a 的现有模型中, 取 $r = 100\text{km}$, λ_{\min} 只有几 km. 因此, 随着碳爆燃波向外传播燃烧区域大大增加以后, $r_b \gg \lambda_{\min}$, 爆燃波的有效波速为: $V_{\text{eff}} = V_c(r_b/\lambda_{\min})^{(D-2)}$, 它将随燃烧进程而大大加速. 遗憾的是, 这个分数维的数值无法由分析推得. Woosley 认为^[10], 在碳燃波形成不久, $D = 2.5$, 但后来 D 值逐渐增加到 2.7. 但他这种选取并没有多少物理依据.

6 爆轰波的触发机制问题

在 RT 不稳定性导致爆燃波加速传播最后能否转化或触发爆轰波(超声速)的问题上存在着明显的不同意见. 例如, 文献[10]、[17]认为这是可能的. 但文献[18]、[19]认为是不可能的. 文献是[18]认为, 上述 RT 不稳定性加速的爆燃波推动的压缩波太弱, 在白矮星中不可能点燃爆轰波. 文献[19]则指出: 爆燃波行进相当缓慢, 它只能引起白矮星星体膨胀(但整体仍然束缚在一起), 它会熄火而不会转化为爆轰波.

1991 年 Khokhlov 又认为在爆燃过程中白矮星出现的很强的脉动可能是触发爆轰波的一种原因^[20]. 实际上, 早在 1976 年, Nomoto 等人在爆燃波框架下就曾发现白矮星在这种过程中会出现很强的脉动. 这种脉动的延迟爆轰波模型认为^[19]: 在白矮星脉动的收缩阶段, 已熄灭的爆燃波前形成的铁族元素和 C-O 元素混合层物质的压缩会自发地点燃爆轰波. 虽然文[19]用这种观点去模拟计算了 SNI_a 的光学和红外光变曲线等问题, 但是文[29]的数值模拟计算则认为这种脉动并不能触发爆轰波. 此外, 文献[18]提出, 在白矮星体脉动的压缩阶段(温度上升到很高)可以点燃爆轰波, 则它将在很高密度下进行完全硅燃烧. 但这同延迟爆轰波是在预先膨胀的星体中传播的基本观点相抵触. 这是因为: 为了能够拟合在 SNI_a 光极大时观测到很强的 Si—Ca 元素光谱, 人们必须假定爆燃波使白矮星体膨胀, 使占星体总质量 10% 的外层物质密度低于 $4 \times 10^7 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ (有的作者取为 $1 \times 10^7 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$), 即爆燃波向爆轰波转化的临界密度 ρ_{cr} (目前仍被视为自由调节参量) 应低于 $4 \times 10^7 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

最近, Bychkov 和 Liberman 提出了一种新的延迟爆轰波模型^[18]. 按照他们的观点, 并不是上述爆燃波本身加速转变为爆轰波, 而是更为复杂的一种图景: (1) 首先, 局部失控热核反应在白矮星中心附近的几个点点火. 初始以热传导低速行进的爆燃波会形成一些燃烧物质的火球(高温燃烧火泡); (2) 这些火球随着爆燃波前向外迅速推进, 同时火球受热膨胀, 其内密度明显低于周围尚未燃烧的物质密度. 火球向外推进的速度是由火球内、外不同密度物质的重力差决定的, 它并不与爆燃波传播速度同步, 而是快于爆燃波速. 因此, 白矮星核心区大部分物质(温度虽然较高)仍然处于尚未燃烧状态; (3) 当白矮星核心区温度上升到非常高时, 不仅碳燃烧全面点火, 而且其核燃烧的能量释放率高于因热传导和对流引起的能量向外转移速率(或冷却率), 此时核燃烧时标短于冷却时标, 则在同白矮星半径可以相比较的尺度上将自发地出现核爆炸. 这时原来在外层区域行进的爆燃波已经使白矮星质量的 10% 以上物质经历了核燃烧, 它使得(在整体核爆炸之前)白矮星外区已经经历了膨胀, 使其密度低于 $4 \times 10^7 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$; (4) 由于爆燃波传播时, 白矮星体内的温度分布是非均匀的(存在温度梯

度), 此时一旦发生自发核爆炸, 就会形成一种爆炸波, 这种爆炸波会触发爆轰波. 实际上, 人们在核爆炸试验时早已观察到这种爆轰波是超声速传播的; (5) 当爆轰波燃烧的火焰通过已经事先经历过膨胀 (密度低于 $4 \times 10^7 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$) 的外层时, 核燃烧温度并不太高 ($(3-5) \times 10^9 \text{K}$), 最后核物质仅处于准统计平衡状态, 核合成结果产生相当数量的 Si—Ca 中介质量元素. 此外, 爆轰波释放 (或产生的) 总核能远超过白矮星的引力束缚能, 因而在 SNI_a 爆发时抛射物具有相当高的速度 ($> 10000 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$) 和动能. 上述延迟爆轰波模型在定性上似乎合理, 但尚有待于进一步进行定量计算的研究.

7 SNI_a 的微弱非均匀性及其在宇宙学中的应用

所有 I_a 型超新星的光谱和光变曲线都非常相近. 但是, 随着观测技术和计算机图象处理技术的明显改进, 人们近年来发现了各个 SNI_a 在绝对亮度和观测特征方面存在着虽然微弱但却明显的差异以及某些特征量之间的相关性. 早在 70 年代初, 人们就根据光极大后亮度衰减速率的差异而将 SNI_a 划分为“快”、“慢”两类^[23]. Pskovskii^[24,25] 和 Branch^[26] 先后提出: 光极大后光变曲线衰减速率同它的绝对光度之间可能存在一定的相关性. 各 SNI_a 的光度性质与光谱性质显示出在一定范围内的某些变化. 这包括峰值光度 L_B 、光极大后光变曲线衰退的速率以及抛射物的极大速度 v_{exp} . 若以 β 表示蓝色光变曲线从光极大迅速下降到拐点之间的下降斜率 (以 $0.01 \text{mag} \cdot \text{d}^{-1}$ 为单位, 其变化范围为 4—17, 典型值为 8—9), 则 $v_{\text{exp}} \sim \beta^{-1}$, $\log L_B \sim \beta^{-1}$, 即 SNI_a (绝对亮度) 愈亮, 爆发膨胀速度愈快, 则光变曲线衰减得愈慢^[26]. 这就是所谓的 Branch-Pskovskii 相关性, 它已被 Phillips 更精确的观测^[27] 所证实.

为了使 SNI_a 样本更加纯净, 人们力图将混杂在“正常的” SNI_a 中的其他“非标准 I 型超新星”挑选出来. 例如, 人们发现正常 I_a 型超新星的 I (近红外) 和 R (红色光区) 的光变曲线的特点是呈现出双峰^[29]: 其第二个峰值出现于第一次 (主) 光极大后约 30 天. 虽然也有些例外情形 (在 JHK 波段只呈现单峰结构), 但其中大多数实际上是 SNI_b 或 SNI_c . 不过, 也有少数几个是属于亚光度的 SNI_a , 例如 SN1991 bg, SN1992 K 和 SN1992 bo, 它们可能组成 SNI_a 的亚光度类^[19], 其中 SN1991 bg 比位于相同星系中的另一个正常 SNI_a (SN1957 B) 要暗许多: B 星等要暗 (约) 2.5mag, 而 V 星等则暗 1.5mag.

这些非均匀性以及 Branch-Pskovskii 相关性哪些反映了它们的内在相关性, 哪些反映了其母体星系的性质? 这正是当前的一个重要课题. 文献 [19] 就是利用脉动的延迟爆发模型来探讨上述产生亚光度类 SNI_a 的原因以及红外光变曲线的性质.

虽然 (即使排除混杂的 SNI_b 或 SNI_c 以及亚光度 SNI_a 后) I_a 型超新星并不是理想的亮度标准, 但它们同亮度标准很接近, 而且可以利用 Branch-Pskovskii 相关性或采用 Phillips^[27] 得到的 $\Delta m_{15}(B)$ (从光极大到其后 15 天之间 B 星等下降的幅度) 同光极大亮度之间的相关性来校准 SNI_a 的光极大光度, 由此来确定它们的 (光度) 距离, 再从其母体星系的红移, 进行红移—距离相关性统计, 以测定哈勃常数. 到目前为止, 利用这种方法获得的哈勃常数的最佳值为 $62-67 \text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ ^[33] (红移 $z \approx 0.1$).

此外, 利用更大望远镜观测 (例如用 4m 望远镜监视发现超新星后再用 Keck 的 10m 反射望远镜精细拍摄其光谱), 可以发现和精细观察更为遥远 ($z = 0.3-0.6$) 星系中爆发的 SNI_a ,

由上述校准光度并确定距离后,就可测定宇宙膨胀的减速因子(q_0)和宇宙常数(Λ)^[32]。

8 SNI_a 核合成理论的存在问题

观测资料最丰富的光谱分析所推断出来的 SNI_a 抛射物中元素的丰度解释是检验 SNI_a 核合成理论最关键的问题。延迟爆轰波理论的最大优点是可以在 SNI_a 的爆发过程中合成大量的 ⁵⁶Ni 和适量的中介质量元素(从 Si—Ca),前者可以同时解释晚期光变曲线的缓慢衰减和晚期最强的铁元素的光谱线;后者则是解释 SNI_a 光极大光谱特征所必需的。

但是,已出现的绝大多数 SNI_a 理论模型^[2,20]都会出现铁族元素(例 ⁵⁴Fe 和 ⁵⁸Ni)合成过多的结果:⁵⁴Fe/⁵⁶Fe 和 ⁵⁸Ni/⁵⁶Fe 这两个相对丰度要比太阳系标准值分别高出 2 倍和 5 倍。目前人们断定银河系的铁族元素一半以上是由 SNI_a 提供的。因此,这些理论模型的计算结果是不合理的。其物理原因我们已在文(I)中介绍过,这里不再重复。

Woosley 曾提出延迟爆轰波模型^[10]以求解决上述矛盾。但是它却引发了另一个放射性核素 ⁶⁰Fe 合成太多的问题:理论预言每个 SNI_a 合成并抛射 $10^{-4}M_{\odot}$ 的 ⁶⁰Fe。由此可估算在两百万年(⁶⁰Fe 的寿命)内银河系累积 ⁶⁰Fe 的数量可达到 $1M_{\odot}$ 。⁶⁰Fe 衰变时将发射三条 γ 射线,能量分别为 59keV、1.17MeV 和 1.33MeV,它们的流量几乎相等,且足以能够被安装在 1993 年发射的康普顿 γ 辐射卫星(CGRO)上灵敏的 γ 射线探测器(流量探测阈值为 $10^5 \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)发现, Woosley 对此曾抱有很大的希望。遗憾的是,CGRO 至今尚未发现这些 γ 射线。

Khokhlov 的延迟爆轰波模型^[17]计算中不会出现 ⁵⁴Fe 的超丰问题,其原因是在其模型中物质中子化程度较低。在他的几个数值模型中低速爆燃波仅在星体中心附近,一旦温度达到 $(3-5) \times 10^9 \text{K}$,爆燃波立即被人为地转化为爆轰波。但是文献[18]却认为他的模型在物理上的根据是不可靠的。

9 我国学者的有关理论研究

近年来除了(利用北京天文台兴隆观测站的望远镜)开展有关超新星的观测研究外,我国学者也开始对 SNI_a 的有关问题进行了初步的理论探讨。北京师范大学天文系李宗伟教授同国外学者合作开展了 SNI_a 光变曲线的理论模拟计算研究。南京大学天文系围绕 SNI_a 的某些物理问题进行了探讨。我们同上海原子核研究所合作对 ¹²C+¹²C 和 ¹⁶O+¹⁶O 核反应率进行了重新研究^[30],发现目前国际上采用的这两个核反应率(在 SNI_a 超新星爆发温度范围内)要高估了 7—10 倍,这对 SNI_a 爆发理论中碳燃烧的点火条件将带来重大影响。

我们对重要的电子俘获问题也开展了深入研究^[31]。我们发现前人在计算电子俘获问题时忽略了电荷屏蔽效应的影响。在 SNI_a 内部强电荷屏蔽效应降低了入射电子的动能,减少了超过电子俘获能阈值的高能电子数目。详细的计算表明^[31]:对吸热电子俘获过程,它将使电子俘获率降低 15% 以上。我们的计算结果可能会对由对流诱导的 Urca 过程有着重大的影响,并对解决 SNI_a 核合成理论中 ⁵⁴Fe 和 ⁵⁸Ni 合成过多的问题有利(因为电子俘获率不太高)。上述影响也正是今后需进一步研究的。

参 考 文 献

- 1 彭秋和. 天文学进展, 见本期: 50
- 2 Canal R. In: Woosley S E ed. *Supernovae*, New York: Springer-Verlag, 1991: 535
- 3 Miyaji S, Nomoto K. *Ap. J.*, 1987, 318: 307
- 4 Woosley S E, weaver T A. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1986, 24: 205
- 5 Godon P et al. In: Wegner G ed. *White Dwarfs*. Berlin: Springer-Verlag. 1989: 85
- 6 Salpeter E E, Van Horn H M. *Ap. J.*, 1969, 155: 183
- 7 Paczynski B. *Astrophys. Lett.*, 1972, 11: 53
- 8 Woosley S E. In: Hauck B, Maeder A, Meynet G eds. *Nucleosynthesis and Chemical Evolution*. Sauverny-Versoix, Switzerland: Geneva Observatory, 1986: 1
- 9 Hernanz M et al. *Ap. J.*, 1988, 324: 331
- 10 Woosley S E. In: Petschek A G ed. *Supernovae*, Berlin: Springer-Verlag. 1990: 182
- 11 Nomoto K, Thielemann F-K, Yoki K. *Ap. J.*, 1984, 286: 644
- 12 Bruenn S W. *Ap. J.*, 1973, 183: L125
- 13 Couch R G, Arnett W D. *Ap. J.*, 1975, 196: 791
- 14 Iben Jr I. *Ap. J.*, 1978, 219: 213
- 15 Iben Jr I. *Ap. J.*, 1982, 253: 248
- 16 Barkat Z. In: Woosley S E ed. *Supernova*. New York: Springer-Verlag, 1991: 563
- 17 Khokhlov A M. *Astron. Astrophys.*, 1991, 245: 114
- 18 Bychkov V V, Liberman M A. *Astron. Astrophys.*, 1995, 304: 440
- 19 Höflich P, Khokhlov A M, Wheeler J C. *Ap. J.*, 1995, 444: 831
- 20 Khokhlov A M. *Astron. Astrophys.*, 1991, 245: L25
- 21 Nomoto K, Sugimoto S, Neo S. *Astrophys. Space Sci.*, 1976, 39: L37
- 22 Arnett W D, Livne E. *Ap. J.*, 1994, 427: 315, 330
- 23 Barbon R, Ciatti F, Rosino L. *Astron. Astrophys.*, 1973, 29: 57
- 24 Pskovskii Yu P. A. *Ж.*, 1970, 47: 994
- 25 Pskovskii Yu P. *Soviet Astron.* 1977, 21: 675
- 26 Branch D. *Ap. J.*, 1981, 248: 1076
- 27 Phillips M M. *Ap. J.*, 1993, 413: L108
- 28 Branch D, Vandenberg S. *Ap. J.*, 1993, 105: 2231
- 29 Maza J et al. *Ap. J.*, 1994, 424: L107
- 30 何建华, 杨锦睛, 彭秋和. *天体物理学报*, 1992, 12: 122
- 31 罗志全, 彭秋和. *中国科学 (A)*, 1996, 26(1): 90
- 32 Filippenko A V. In: Canal R, Ruiz-Lapunente P, Isern J eds. *Thermonuclear Supernovae*. Dordrecht: Kluwer, 1996, 1
- 33 Hamuy M et al. *A. J.*, 1995, 109: 1

On Explosion Theory of Supernova Type I_a (II): Important Unsolved Problems in Theoretical Study

Pen Qiuhe

(Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210093)

Abstract

In this paper, the obvious and important unsolved problems in the theoretical study on supernova type I_a are introduced and reviewed. Some physics studies on SNI $_a$ made by the Chinese scientists is briefly introduced also.

Key words supernovae: general—nuclear reactions, nucleosynthesis—white dwarfs