

六年来超新星 SN1987A 的研究

林宣滨¹ 傅承启² 程福臻¹ 尤峻汉^[1,3,4]

- (1. 中国科学技术大学天体物理中心 合肥 230026
2. 中国科学院上海天文台 上海 200030
3. 上海交通大学应用物理系 上海 200030
4. 中国科学院射电天文联合实验室)

摘 要

本文阐述了超新星 SN1987A 爆发六年多来的研究进展情况。分三个方面介绍, 首先介绍关于热光变曲线演化的研究情况。其次, 介绍超新星 SN1987A 的光谱形成及其演化(重点介绍星云相期间)。最后, 讨论 X 射线和 γ 射线的辐射, 并展望以后的研究方向。

1 前 言

超新星 SN1987A 爆发至今已经六年多了, 对它的研究仍是天文学界的一个热点。对这颗爆于 1987 年 2 月 23.316 日 UT 的超新星前身星作出了证认, 发现它是大麦哲伦云中的 SK-69 202, 是颗蓝超巨星^[1], 距离我们约 50kpc^[2,3]。日本的神冈和美国的 IMB 等中微子观测站, 都观测到了超新星爆发时伴随着核心坍缩所产生的中微子暴^[4,5], 从对这些中微子暴总能量的分析, 可以推断其核心可能形成一颗中子星^[6-8]。这可能是人类首次观察到的一颗新生的中子星, 并首次有机会能在几十年内跟踪监测其超新星遗迹的辐射。这一重大事件, 将给科学家们提供关于恒星演化方面三个基本问题的新线索: (1) 大质量星 ($M > 10M_{\odot}$) 在超新星爆发前如何演化? (2) 当恒星核能耗尽后将如何爆发? (3) 爆发后将生成什么? 目前尚未能清楚地论述上述问题, 困难在于以往的恒星演化理论认为, 是大质量的红超巨星而非蓝超巨星的爆发, 才产生如 SN1987A 的 II 型超新星爆发^[9-12], 这次却是蓝超巨星产生 II 型爆发, 可能的解释是认为前身星具有较低的金属丰度或在爆发前演化过程中散失了大量的物质, 或两者均有^[13,14]。另外, 尚不清楚 II 型超新星爆发机制是“瞬爆”(prompt)^[15]还是“缓爆”(delayed)^[16], Bethe^[17]曾对 II 型超新星爆发机制作过详细讨论, 本文不再对此进行讨论。

六年来, 对超新星 SN1987A 作了从 γ 射线到射电波的全波段监测, 得到了丰富的

观测资料^[18]。通过对这些观测资料的仔细分析,除了证实了恒星演化后期理论的基本方面外,还可揭示抛射物质的重要特征,如总质量、总动能及化学丰度,为质量损失及物质的混合等问题提供新线索。最后,我们期待的中子星辐射将进一步加深我们对中子星及脉冲星等形成的理解,并为以后的超新星爆发(如 SN1993J)的研究提供理论基础。

Arnett 等人^[19]对 SN1987A 方面的工作作过综述报告,他们主要关心的是:早期光学光变曲线及光谱,前身星的演化,超新星的爆发机制和爆炸动力学,中微子暴以及 X 射线和 γ 射线的辐射。此后,还有不少人在这方面的的工作进展作过评述报告^[20-30]。由于 SN1987A 的研究课题十分广泛,不可能对它做出完全和详细的评论,本文就作者感兴趣的几个方面的问题进行综述和讨论。

2 热光变曲线

Arnett 等人^[19]及 Nomoto 等人^[29]都对早期光变曲线的演化作过讨论,图 1 给出 SN1987A 热光变演化曲线。SN1987A 爆发时产生 10^{51} erg 量级的爆发能(不包括约 10^{53} erg 的中微子能量),爆发后的一段时间内,爆发能集中在较小的光学厚的区域,光子囚禁其中,不能很快辐射出来。大量的辐射能驱动高温气体壳快速膨胀。由于初期光深 $\tau \gg 1$,这样一个快速膨胀的高温气体壳近似为一黑体辐射源(表面发光),故 SN1987A 的辐射光度为 $L = 4\pi R_p^2 \cdot \sigma T_c^4$,色温度 T_c 在爆发后几天内从 10^6 K 急速下降到 5500K 左右,以后的一段时间内基本稳定在 5500K 左右^[31],光球半径 R_p 在爆后的前三个月左右因不断膨胀而增大。往后,由于气壳密度迅速减小而引起光深减小,故光球半径在达到极大值后反而因膨胀而急速收缩。在 120 天左右,光球消失, $R_p \approx 0$ 。此后,从气壳内

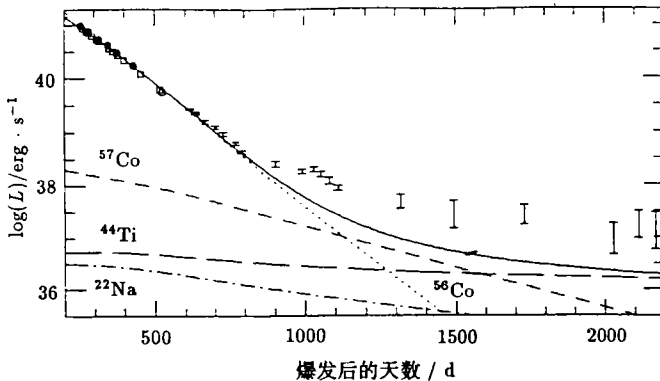


图 1 SN1987A 的热光变曲线

圆点为光谱光度计的观测结果,开框为宽波段光度计的观测结果。600 天以后的误差是由于拟合远红外辐射部分所用的黑体温度的不确定性引起。预测的理论光变曲线来自 Woosley 等人的模型^[105]。初始 ^{56}Co 的质量取为 $0.069M_{\odot}$,柱深为 $9 \times 10^4 \text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。 $^{57}\text{Co}/^{56}\text{Co}$ 比率相当于太阳的丰度比。初始 ^{44}Ti 及 ^{22}Na 质量分别取为 $1.0 \times 10^{-4}M_{\odot}$ 和 $2.0 \times 10^{-6}M_{\odot}$ 。实线为各种元素的贡献的总和^[104]。

辐射逃逸的时标远小于超新星的年龄，出射的辐射将由气壳内放射性元素衰变能量来决定。Cathpole 等人^[32]及 Hamuy 等人^[31]均发现热光变曲线以 ^{56}Co 的半衰期 $t_{56}=111.3\text{d}$ 的方式指数衰减 (误差仅为百分之几), 由此证实了 Colgate 及 Mckee^[33] 提出的在超新星爆发后较晚时期将由同位素放射衰变能来决定热光变曲线的观点。假设距离 $D=50\text{kpc}$, $E(B-V)=0.15$ ^[34], 则从观测的光度可以推断 ^{56}Co 的初始质量 $M(^{56}\text{Co})=(0.069\pm 0.003)M_{\odot}$ ^[35]。光变曲线随着 ^{56}Co 的放射性衰变作指数衰减, 直至 $t\approx 800\text{d}$ 两者都有很好的符合^[36-38]。

在 SN1987A 爆发时, 铁核的猛烈坍缩导致了反弹激波的形成, 在激波向外传播过程中所通过的区域温度高达^[39]: $T\approx (E/Va)^{1/4}$, E 为爆发能, V 是激波区域体积, a 是斯忒藩-玻尔兹曼常数。在温度近于 10^9K 的区域中必将出现核合成过程, 产生的放射性同位素有 ^{56}Ni 、 ^{57}Ni 、 ^{44}Ti 和 ^{22}Na ^[13,40]。放射性同位素 ^{56}Co 、 ^{57}Co 并不是核合成的必然产物, 而是放射性同位素 ^{56}Ni 、 ^{57}Ni 的衰变产物, 并将进一步衰变成 Fe 元素。文献^[13]、^[40] 计算了 SN1987A 气壳内放射能的存贮模型, 并假定超新星爆发时核合成所产生的气壳内的物质丰度相当于太阳丰度。在不同时期, 能量沉积主要由不同的放射性元素衰变所产生的 γ 光子及正电子决定。在 $t\leq 18\text{d}$, 以 ^{56}Ni (半衰期 $t_{\text{Ni}}=8.8\text{d}$) 的衰变为主; 在 $18\text{d}\leq t\leq 1200\text{d}$, 由 ^{56}Co ($t_{56}=111.3\text{d}$) 决定; 在 $1200\text{d}\leq t\leq 1500\text{d}$, 由 ^{57}Co ($t_{57}=391\text{d}$) 决定; 在 1500 天以后, 主要由 ^{44}Ti ($t_{44}=78\text{yr}$) 的放射性决定。他们的模型能够成功地拟合 120—900 天这段时间内热光变曲线的演化, 但在 900 天以后, 观测的光变曲线下降变慢^[41-45]、他们的模型不能解释。人们曾以增加衰变较慢的放射元素 ^{57}Co 的丰度来解释光变曲线的下降变慢, 但这要求核合成所产生的同位素比 $[^{57}\text{Co}/^{56}\text{Co}]$ 五倍于太阳中相应的同位素比 $[^{57}\text{Fe}/^{56}\text{Fe}]_{\odot}=0.024$ 。而这个比率与我们目前关于恒星核合成的流行看法矛盾^[46], 且与硬 X 射线、 γ 射线^[47-54] 及 Fe II、Co II 的红外谱线辐射的观测矛盾^[55,56]。最近, Clayton 等人^[57] 和 Fransson 及 Kozma^[58] 发现, 在 $t\geq 900\text{d}$, 超新星气壳内复合及冷却时标变得可与膨胀时标相比较。于是, 发射光度将以 $\propto t^{-3}$ 方式衰减。这么一来, 如果仍采用太阳丰度比, 则光度将大于 ^{57}Co 提供的辐射能。考虑了这个效应, Fransson 和 Kozma 提出只要比率 $[^{57}\text{Co}/^{56}\text{Co}]$ 约为相应太阳比率的两倍, 即可与所有的观察数据一致。但是, 郑勇、林宣滨等人^[59] 仔细考察了所有放射性物质对热光度的贡献, 仍不能解释 900 天后光变曲线下落的变慢。于是, 他们对来自中子星本身的几种可能的辐射机制及其对热光度的贡献进行了探讨, 认为在大约 900 天后, 核衰变能已不再是决定 SN1987A 热光度演化的唯一能源, 来自中子星的辐射开始对热光度的演化起作用, 而中子星最主要的辐射机制有可能是吸积。利用吸积机制, 他们能较好地说明 $t\sim 900-1200\text{d}$ 之间光变曲线的凸起, 而这一凸起是无法用放射元素衰变能说明的。

由 ^{56}Co 、 ^{57}Co 、 ^{44}Ti 的放射衰变产生大量 γ 射线光子和正电子, 它们将造成超新星气壳层内气体的电离和加热。 γ 射线和电子 (绝大多数是束缚电子) 的康普顿散射, 将产生大量快速电子。这些电子又将产生大量次级电子及原子的电离和激发, 从而将能量存贮气壳中。这就是放射衰变能转化为超新星气壳辐射能的基本图像。Kozma 和 Fransson^[58]、Xu 等人^[60] 详细计算了 γ 射线和正电子的能量存储过程。假定取典型的电离度值 (自由电子密度与原子密度之比) $X_e = n_e/n \leq 10^{-2}$, 则计算结果为, 约 $\eta_i \sim 0.5$ 的 γ 射线能用

于气体的电离, $\eta_h \sim 0.2$ 的 γ 射线能用于等离子体中的自由电子的加热, $\eta_e \sim 0.3$ 用于分立原子(离子)的激发。上述的气体电离度 $X_e = n_e/n \sim 10^{-2}$ 有明确的观测依据, 可以从自由连续谱和氢复合线的观测估算氢的电离度。例如通过测量 $t=260\text{d}$ 时的 $50\text{--}100\mu$ 连续谱^[61] 和 $t=593\text{d}$ 时的 1.3mm 连续谱^[62] 来估算。由于红外连续谱是平谱, 谱指数 ≈ 0 , 故可很有把握确认为热韧致辐射, 即自由—自由辐射^[63]。粗略假定气体温度变化不大, 约为 $T \sim 3000\text{K}$, 则由观测的红外连续谱流和热韧致辐射公式, 可定出 $t=260\text{d}$ 和 593d 时的发射量度分别是 $EM^+ \approx 1.8 \times 10^{64}\text{cm}^{-3}$ 和 $EM^+ \approx 1.0 \times 10^{62}\text{cm}^{-3}$ 。另一方面, 有人由氢复合线强度的观测定出的氢发射量度^[64] $EM(\text{H}^+) = \int n_{\text{H}}^+ n_e dv$ 与上述 EM^+ 值相近, 表示大多数正离子是 H^+ 。如果将上述 EM^+ 和类似量 $EM(0) = \int n_b^2 dv$ 做比较, 就可定出电离度(此处 n_b 代表气壳层中重子的密度, $n_b = \rho/m_{\text{H}}$)。按典型的 10HM 模型^[65], 由光变曲线可定出 $EM(0) \approx 8 \times 10^{67} t_y^{-3} \text{cm}^{-3}$ (t_y 是以年为单位的年龄)。故由比值 $EM^+/EM(0)$ 可估算 $t=260\text{d}$ 和 $t=593\text{d}$ 时的电离度分别为 $< n_e^2/n_b^2 >^{1/2} \approx 2.5 \times 10^{-2}$ 和 2.3×10^{-3} 。如果对膨胀气壳的主体部分(在膨胀速度 $v \leq 2500\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的范围以内的球体中), 粗略认为一半质量 ($\approx 5M_{\odot}$) 的重子是氢, 则 $t=260\text{d}$ 和 593d 时氢的电离度分别是 $n(\text{H}^+)/n(\text{H}) \approx 0.05$ 和 4.6×10^{-3} 。

3 光谱的形成及演化

3.1 光球相的光谱

在超新星爆发后最初三个月, 超新星气壳是光学厚的, 光谱形成于光球表面外部的区域。随着光球的衰减, 与前身星性质有关的外层抛射物质的信息逐渐揭露。在光球相期间, 辐射转移的效应是重要的, 出射谱是光子发射、吸收及散射的综合结果。出射的光谱包括了形成于快速膨胀的外层气体内的 P Cygni 线, 它重叠于从光球发射的连续谱之上。从强 P Cygni 线 $\text{H}\alpha$ 及 $\text{Mg II } \lambda\lambda 2800 \text{ \AA}$ 的轮廓可知, 激波加速的最外层气体速度 $\geq 20000\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ^[66,67]。与此同时, 内部光球也在膨胀, 最大光度时 ($t \approx 3$ 月), 膨胀速度达 $2500\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$, 此时光球达其最大半径约 100AU ^[68]。此后光球收缩, 从 P Cygni 线的蓝端吸收槽蓝移得出的光球表面膨胀速度在减小表明了此点。

Bethe 和 Pizzochero^[69] 从观测的光球膨胀速度及光变曲线, 得出超新星爆发能与气壳质量之比。对于一个核心质量为 $6M_{\odot}$ 的典型超新星气壳模型, 他们得出 $E \approx 1.5 \times 10^{51}\text{erg}$, 这与拟合早期光变曲线所要求的气壳层能量^[39,70,71] 相一致。

在 1980 年, 天文学家开始用辐射转移逃逸几率法^[72,73] 及热平衡近似来计算光球相期间超新星的合成谱^[74]。局域热平衡大气模型的计算结果与 SN1987A 早期的光谱演化定性符合^[68], 非局域热动平衡大气模型的计算^[75-78] 则与早期观测谱有更好的拟合, 并与密度幂律关系 $\rho(v) = At^{-3}v^{-9}$ ^[79] 相一致, 其中 v 为膨胀气壳较外层的气体的速度, A 为一常数(可从流体动力学模拟或光球相期间的光谱计算获得), t 为年龄。

3.2 星云相的光谱

在爆后四个月, 抛射物质开始变得对连续谱辐射光学薄, 此时超新星 SN1987A 的光

谱以发射线为主要成分(见图 2), 超新星进入其星云相。从图 2 可见, 在光学波段, SN1987A 的几条最亮发射线是 $[O\text{I}]\lambda\lambda 6300\text{\AA}$ 双线 $H\alpha$ 、 $[Ca\text{ II}]\lambda\lambda 7300\text{\AA}$ 双线以及 $Ca\text{ II}\lambda 8600\text{\AA}$ 双线。在 $H\beta$ 、 $H\alpha$ 以及 $Na\text{I}\lambda 5890\text{\AA}$ 双线的蓝侧显示出吸收特征。大约在爆发后 $t \geq 300\text{d}$, 各发射线开始更迅速地变暗。爆发后约 2 年时, 光学波段主要发射线是 $H\alpha$ 、 $[Ca\text{ II}]\lambda\lambda 7300\text{\AA}$ 双线以及在蓝色波段 (4000—4600 \AA) 的 $Mg\text{I}\lambda 4571\text{\AA}$ 和很多 $[Fe\text{ II}]$ 禁线。

SN1987A 还有丰富的红外发射线, 除去氢的复合线外, 还有 $He\text{I}1.083\mu\text{m}$, $O\text{I}1.13\mu\text{m}$, $[Fe\text{ II}]1.26\mu\text{m}$, $[Fe\text{ II}]+[\text{SiI}]1.60、1.64\mu\text{m}$, $[\text{NiI}]3.12、7.51\mu\text{m}$, $[\text{Ni}\text{ II}]6.6\mu\text{m}$, $[\text{Ar}\text{ II}]6.89\mu\text{m}$, $[\text{Co}\text{ II}]10.52\mu\text{m}$ 以及 $[Fe\text{ II}]17.9、26.0\mu\text{m}$ 。此外, Co 的 $4.6\mu\text{m}$ 和 $2.3\mu\text{m}$ 以及 SiO 的 $7.9\mu\text{m}$ 和 $3.95\mu\text{m}$ 的基频和倍频发射也相当强。在紫外波段 ($\sim 1000\text{—}3000\text{\AA}$), 由于许多重金属元素, 例如 Fe^+ 等的吸收作用, SN1987A 在早期几乎看不到来自气壳层的紫外辐射, 因此也很难观测到紫外的发射线。随着紫外光深的逐渐减小, 紫外辐射逐渐显现, 紫外光谱渐趋明显。

由分析各发射线的观测特征(如强度、线强比、轮廓、线光变等), 可以从理论上导出 SN1987A 的膨胀气壳中的物理条件如元素丰度、密度、温度和电离度等及其随年龄的演化。进而讨论分子以及尘埃的形成问题, 并与观测比较。理论分析方法与通常的行星状星云及 H II 区的发射线很相似, 但实际上, SN1987A 气壳的物理情况则与普通的星云大不相同。星云相期间, 对于发射线光子, 显著的光深仍要求考虑辐射转移效应, 特别在星云相早期及对紫外波段。

在爆后几天(至多两周)内, 可以认为超新星气壳内压力可以忽略不计, 气体作超声速自由膨胀。任一共动气体元距中心的距离可表达为: $r = vt$, 产生给定 Doppler 移动 $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ 的发射线气体是处在离中心距离 $\Delta z = ct\Delta\lambda/\lambda_0$ 的薄球壳中的 (Δz 估算如下: 因为 $\Delta\lambda/\lambda = v/c = vt/ct$, 而已知 $\Delta z = vt$, 故得), 而此薄球壳的厚度 δz 可估算如下: 由于是超声速膨胀(马赫数 $M \equiv v/a_s \geq 400$), 而谱线发射由大体局限于几个 Doppler 宽度之内, 故给定 Doppler 移动的薄球层厚约为 $\delta z/z \sim a_s/v = M^{-1}$, $\delta z \sim \Delta z/M$ 。取球对称模型, 易得: (1) 如果发射区为一球壳, 线轮廓将是长方形的; (2) 如果发射区为均匀的实心球, 最大膨胀速度为 v_{max} , 则线轮廓是具半极大值全宽度 $\text{FWHM} = \sqrt{2}v_{\text{max}}$ 的抛物线; (3) 如果中心区域 ($v < v_1$) 是空的, 没有线发射, 对于 $\Delta\lambda < v_1\lambda_0/c$ 的部分线轮廓将是平的。从观测的线轮廓我们可得, 在 SN1987A 气壳内, 谱线发射元, 包括

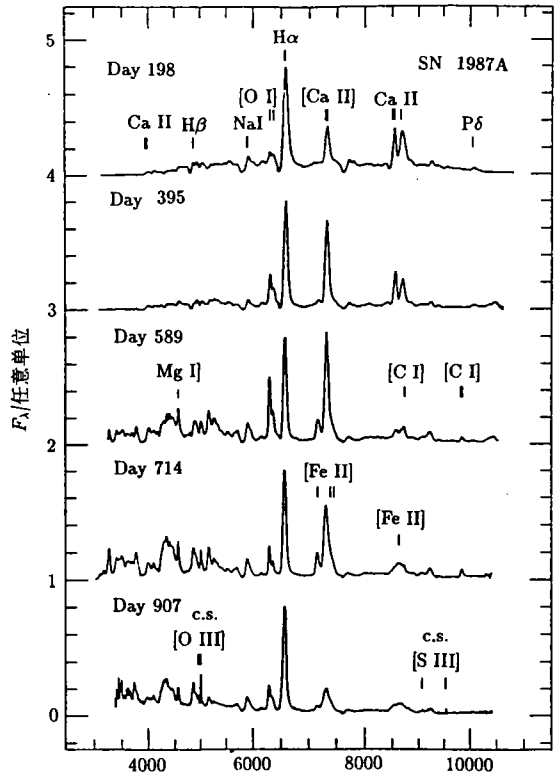


图 2 从 198—907 天 SN1987A 的光学谱演化^[90]

氢, 混合在整个气壳或团块内, 在气壳中心没有大的空洞。

对于 SN1987A 的自由膨胀包层, 由于整个包层中有一径向速度梯度^[65], 由内向外膨胀速度由 v_{\min} 增至 v_{\max} 。相对于较外层的吸收原子, 内部穿出的光子将有多普勒红移。因此, 共振吸收实际上只能发生在与每个发光原子最邻近的一外围包层中。理论导出^[22], 薄层共振吸收光深为:

$$\tau_{ji} = (\pi e^2 / m_e c) f_{ji} \lambda_{ij} t N_j (1 - g_j N_i / g_i N_j)$$

其中 f_{ji} 为吸收振子强度, λ_{ij} 为波长, g_i 、 g_j 为上下能级简并度。由 Sobolev 近似^[72], 得出由源表面逃逸的平均几率为: $P_{\text{esc}} \approx 1/\tau_{ji} (\tau_{ji} \gg 1)$ 。考虑了吸收后, 源的总发射光度为:

$$L\nu_{ij} = N_i A_{ij} h\nu_{ij} V_{\text{源}} / \tau_{ji} \quad (\tau_{ji} \gg 1)$$

以及

$$L\nu_{ij} = N_i A_{ij} h\nu_{ij} V_{\text{源}} \quad (\tau_{ji} \ll 1)$$

式中 ν_{ij} 为频率。

温度是研究壳层内物质的电离、谱线的辐射转移也即谱线的形成的一个关键参量, 它是 SN1987A 的一个重要参量。然而从理论上精确地定出温度的演化是非常困难的。McCray^[80] 曾定性地分析了 SN1987A 壳层内的温度演化, 他认为局域冷却速率可表为: $C \approx n_e n_b \Lambda(T)$, n_e 、 n_b 分别为电子、重子数密度, $\Lambda(T) \propto T^\alpha$ 。对于 $T \sim 7000\text{K}$, $1 \leq \alpha \leq 3$ 。另外局域加热由 ^{56}Co 放射衰变能提供, 即 $H \propto n_b \exp(-t_y/0.305)$ 。由 $H = C$ 他可得出温度的演化为:

$$T \approx 7000\text{K} [t_y/1.5]^{[3/\alpha]} \exp[-(t_y - 1.5)/(0.305\alpha)]$$

假定 $t_y = 1.5$ 时 $T \approx 7000\text{K}$, 式中 t_y 为以年为单位的年龄。但这种分析太粗糙, 首先他只考虑了 ^{56}Co 的放射加热, 没有考虑进可能的中子星辐射, 另外冷却因子 $\Lambda(T)$ 敏感地依赖于密度及化学丰度, 很难确定。

对于 SN1987A 的温度有许多不同的定法及猜测, 结果很弥散, 难以令人满意。Gehrz 和 Ney^[81] 认为在 SN1987A 气壳里, 在 $t \sim 240-300\text{d}$ 时开始形成尘埃, 据经典新星尘埃形成条件 ($n \sim 10^8\text{cm}^{-3}$, $T \sim 2000\text{K}$), 推测此时 $T \sim 2000\text{K}$ 。而 Dwek^[82] 则由红外谱推测尘埃形成要迟些, 约在 $t \geq 400\text{d}$ 。Kozasa 等人^[83] 据各种不同颗粒形成的条件, 认为在 570 天时形成 Mg_2SiO_4 颗粒, 即此时 $T \sim 1400\text{K}$ 。此外, 对 Ca、O、Fe、Co 及 Ni 等谱线的分析^[84-86], 也可给出各种不同的温度估算。

尤峻汉等人^[87] 曾给出了 SN1987A 的谱线光变前后期的理论解释。观测发现^[88-90], SN1987A 的发射线光变行为明显不同于其热光变曲线, 而 HI 发射线 ($\text{H}\alpha$ 、 $\text{P}\alpha$ 等) 的演化行为由明显区别于某些重元素 ([OI]、[Ca II]、[Fe II] 等) 的禁线, 且对于 HI 线及禁线, 它们的光变行为在前后期又各不相同。文献 [87] 认为, HI 线与禁线光变行为不同的原因在于其不同的谱线发射机制, HI 线主要是由复合一级联跃迁引起, 而禁线则主要由碰撞激发退激发引起。而 HI 线前后期光变不同, 则由于光深效应引起 (早期

$\tau \gg 1$, 晚期 $\tau \ll 1$); 禁线前后期光变行为不同, 却由于前后期不同的碰撞激发速率而引起。他们理论计算的结果与观测有所偏差。我们认为这种偏差起源于 SN1987A 包层温度随时间的演化。通过分析 H α 线光变理论与观测的偏差, 我们可以给出 SN1987A 包层的温度演化^[4]。

4 X 射线和 γ 射线

讨论 SN1987A 的 X 射线和 γ 射线辐射性质及其演化过程, 是另一个重要的研究领域。在 $t \geq 150\text{d}$ 左右, SN1987A 进入星云相。此时的辐射能源来自 ^{56}Co 、 ^{57}Co 、 ^{44}Ti 等放射元素衰变产生的 γ 射线和正电子在气壳包层中的能量沉积^[13,40,91-93]。这一能量沉积支配着包层内气体的加热、电离、激发和辐射。在 $t \leq 800\text{d}$ 之前, 最主要的能量成分是 ^{56}Co 放射衰变所产生的 847keV 和 1238keV 发射线。这些 γ 射线光子在和电子 (绝大部分是束缚电子, 少数是自由电子) 发生康普顿散射时, 会产生快速电子。这些快速电子再产生更大量次级电子, 碰撞电离、激发和辐射。在散射过程中, γ 光子能量依次降低。因此, 预期在 SN1987A 爆发早期, 不会有 γ 射线和 X 射线的出射。对于 X 射线辐射 ($\leq 10\text{keV}$), 还要考虑重元素 (Fe) 的光致电离吸收光深。这种光电吸收会形成 X 射线谱在低能端的尖锐截止^[22] (因此软 X 射线不能出现)。所有这些预测大体上都得到 γ 射线和 X 射线观测的支持。 γ 和 X 射线辐射的光变行为 X 射线谱低能端特点都与以上定性讨论符合。严格定量的讨论则需要更深入的模型考虑。

有人^[94] 曾用一个简单的模型讨论 γ 射线穿过包层时由于康普顿散射而变成硬 X 射线的过程。作为非常好的近似, 可以认为 SN1987A 爆后两周, 其包层已在匀速自由膨胀了, $r = v(r)t$, 因而包层中任一共动元到表面的散射光深由 $\tau_c(v, t) \approx \tau_{c,1} t_y^{-2}$ 给出。 $\tau_{c,1}$ 代表 $t_y \equiv t/1 \text{年} = 1$ 时该共动元的光深 (按克莱因—仁科公式, 对于 847keV 和 1238keV 两条线, 分别有 $\tau_{c,1} = 0.345\tau_{T,1}$ 和 $\tau_{c,1} = 0.286\tau_{T,1}$, $\tau_{T,1}$ 是一年时的汤姆逊光深)。可见, 对于衰变寿命是 t_N 的放射源, 从共动体元中产生的 γ 发射线光子最终能从表面上出射的光度应当按 $L_\gamma \propto \exp - [(t_y/t_N) + \tau_{c,1} t_y^{-2}]$ 随年龄 t_y 变化 (t_y 是以年为单位的时间), 因而 γ 光变应在 $t_{\max} = (2t_N \tau_{c,1})^{1/3}$ 时达到光度极大, 此后将按指数衰减。

类似地可讨论硬 X 射线因康普顿散射效应引起的光变行为。从汤姆逊光深 τ_T 的共动元发射的 X 射线光子从包层外表面出射时, 按随机游动的理论, 它应遭受到 $n \approx \tau_T^2$ 次散射 (由于 X 射线光子频率远小于 γ 射线光子, 故可近似用 τ_T 代替 τ_c)。由于每次散射 X 光子波长增量近似为 $\Delta\lambda \approx \lambda_c \equiv h/mc = 0.024\text{\AA}$ (康普顿波长), 故 n 次散射后 X 光子波长将由原来的 λ_0 (λ_0 代表最初放射元素的 γ 光子波长, 故非常小, $\lambda_0 \leq 10^{-2}\text{\AA}$) 增大为 $\lambda \approx \lambda_0 + n\Delta\lambda$ 。略去初始波长, 则 n 次散射后波长为 $\lambda \approx n\Delta\lambda \approx n\lambda_c$ 。亦即光子能量变为 $\varepsilon \equiv hv = hc/\lambda \approx hc/(n\lambda) \approx mc^2/n \approx mc^2/\tau_T^2$ 。即散射后 X 光子能量约为 $\varepsilon \approx (511\text{keV})\tau_T^{-2}$, 而不问最初 γ 光子能量是多少。对于 SN1987A 最早观测到的 X 射线光子能量为 16—28keV^[53,54], 典型值为 $\varepsilon \sim 25\text{keV}$ 。故可推断: 观测到的 X 射线能量

* 林宜滨, 傅承启, 程福臻, 尤峻汉。待发表

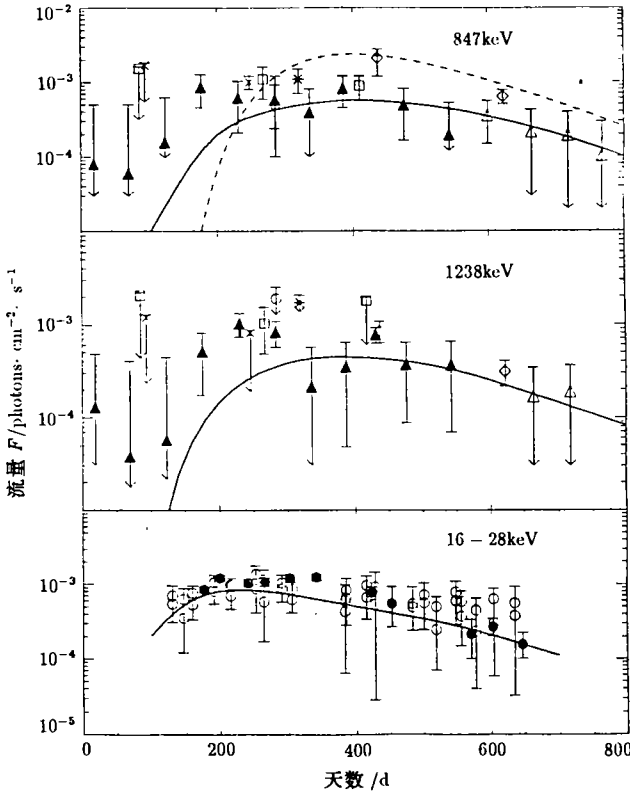


图3 SN1987A的X射线和 γ 射线光变曲线
 γ 射线数据: \blacktriangle 、 \triangle 分别采自文[47]、[48], \times 、 \circ 、 $*$ 、 \diamond 采自文[49]、[50]、[51]、[52]、[53]。在847和1238keV的 γ 射线光变图中,实线为模型[40]的结果,虚线为假定 ^{56}Co 分布在 $\tau_{T,1}=6.25$ 的结果。X射线数据:实线为文[40]的模型结果, \circ 、 \bullet 分别为GINGA(文[53])、ROENTGEN(文[54])的观测结果[30]

之中。并且这些“团块”在整个气体包层中所占体积很小(即有小的填充因子)。这点是从16—28keV的硬X射线流的观测作出的推断。事实上,X射线光子在遭自由电子康普顿散射之外还会受气体中重元素(Fe)原子的光电吸收,这种吸收的后果之一是造成出射X射线连续谱有一尖锐的低能端截止。可以从理论上给出这一低能端截止位置并与观测比较。散射吸收系数是 $k_s = n_e \cdot \sigma_c$, n_e 是自由电子密度,光电吸收系数是 $k_a = n_a \cdot \sigma_a$, n_a 是重元素原子数密度, σ_c 、 σ_a 分别是康普顿截面和光电吸收截面。当X光子和粒子每次碰撞时,被真吸收的几率当为 $p = n_a \cdot \sigma_a / (n_e \cdot \sigma_c + n_a \cdot \sigma_a)$,故光子 $n+1$ 次散射的几率为

$$p_s(n+1) = p_s(n)n_e\sigma_c / (n_e\sigma_c + n_s\sigma_a)$$

另一方面,由近似式 $p_s(n+1) \approx p_s(n) + (dp_s/dn)\Delta n$,可有

为 $\varepsilon \sim 25\text{keV}$ 的辐射应当大体上是在散射光深为 $\tau_T \approx 4.5$ 时产生的。由于 $\tau_T = \tau_{T,1}t_y^{-2}$,故X射线出射时标约为 $t_{\max}(25\text{keV}) \approx 0.47\tau_{T,1}^{-2}$ (年)。

图3给出 ^{56}Co 的847keV发射线以及16—28keV的X射线的光变曲线。实线是观测曲线,虚线是理论线。此处假定了所有放射性元素 ^{56}Co 处于光深 $\tau_{T,1}=6.25$ 的壳层处以保证847keV的 γ 发射线能在 $t \sim 400\text{d}$ 时(观测的 γ 发射线极大位置)到达极大光度,以便与观测极大位置符合。由图显见理论曲线比观测曲线更陡地到达极大,说明上述 ^{56}Co 集中于 $\tau_{T,1}=6.25$ 处的考虑过于简化。更接近实际的情况其实是 ^{56}Co 混合于大部分包层中。要使理论和观测更好地拟合,必须使 ^{56}Co 分布于光深为 $0.6 \leq \tau_{T,1} \leq 20$ 的厚的球壳层中。

进一步的X射线谱的研究表明, ^{56}Co 并不均匀地分布于这一厚球壳中,而是集中于其中的一些小“云块”(或小“团块”)

$$p_s(n+1) \approx p_s(n) + dp_s/dn \quad (\Delta n = 1)$$

因而有 $p_s(n)[n_a\sigma_a/(n_e\sigma_c + n_a\sigma_a)] = -dp_s$, 如果 $n_a\sigma_a \ll n_e\sigma_c$ (散射次数远多于吸收), 则可积分得:

$$p_s(n) \approx \exp[-(n_a\sigma_a/n_e\sigma_c)n]$$

对于光电吸收截面 $\sigma_a \propto \varepsilon^{-3}$, 而密度比 (n_a/n_e) 显与重元素 (Fe) 的丰度及气体电离度有关, 按文献 [95] 有: $n_a\sigma_a/n_e\sigma_c \approx \zeta[\varepsilon/11.5\text{keV}]^{-3}$, 其中 $\zeta \equiv X_{\text{Fe}}/(4.7 \times 10^{-5})$, 是以太阳丰度为单位的超新星中 Fe 离子的丰度, 再由 $n \approx mc^2/\varepsilon$, 由此推出 $p_s(n) \approx \exp[-(\varepsilon_1/\varepsilon)^4]$, 其中 $\varepsilon_1 \approx (23\text{keV})\zeta^{1/4}$ 上式表明, 对于 $\varepsilon < \varepsilon_1$ 的 X 射线光子, 遭 n 次散射的几率 $p_s(n) \ll 1$, 即软 X 射线光子实际上由于光电吸收而不可能逃逸出包层。低频吸收边能量为 $\varepsilon_{\min} \approx 23\zeta^{1/4}\text{keV}$ 。因此, 甚至由最外面的氢包层出 (仅有 $\zeta=0.3$) 也不会有 $\varepsilon \leq \varepsilon_{\min} \approx 16\text{keV}$ 的软 X 射线出射。假如 $0.07M_{\odot}$ 的 ^{56}Co 是均匀分布于 $\sim 5M_{\odot}$ 的内包层中, 则更有 $\zeta \approx 8$ 。若如此, 就连 $\varepsilon \leq \varepsilon_{\min} \approx 35\text{keV}$ 的硬 X 射线都无法观测到了。但事实上, 却观测到了 16—28keV 的 X 射线辐射。这表明, 必有相当部分的 ^{56}Co 和 ^{57}Co 以及重金属元素 (Fe), 在这内包层中是集中分布于体积填充因子很小的高密度“小团块”中的 [13]。关于 γ 射线的康普顿软化和光电吸收的定量的模型研究已有不少 [13,40,96—98]。

到了爆发晚期, 由于膨胀而光学薄, 散射光深 $\tau_T < 1$, 会使 γ 射线的康普顿化效应大为下降, 无法使 γ 射线软化成软的 X 光子。因此预期, 在后期也不会看到来自 SN1987A 的 X 射线辐射。因此, 从开始爆发至今, 应当都无法观测到软 X 射线 (早期是由于对软 X 射线的光电吸收大, 后期则是由于 γ 射线的康普顿化效应下降)。这和观测结果 [99—102] 一致。但是值得一提的是, 日本的 Ginga 卫星早在 1987 年就观测到 6—20keV 的软 X 射线流 [53]。显然这一软 X 射线不可能起源于放射元素的 γ 射线辐射。这一问题至今已有一些讨论, 例如认为软 X 射线来自中央的脉冲星或来自激波。我们的看法是存在另一种可能性: 它由中央中子星的吸收过程产生。这一点有待进一步讨论。

5 展 望

六年以来, 对超新星 SN1987A 爆发作了大量的研究工作, 以后仍将是天文学研究的一个热点。除了上述的研究课题外, 以下三个课题也将日益受到重视:

(1) 光变曲线及光谱将如何演化?

爆发四年以后, SN1987A 的气壳加热将主要由 ^{44}Ti 放射衰变能主导。气壳将变得对 ^{44}Ti 放射产生的 γ 射线透明, 但伴随而产生的正电子将其所有动能用来加热气壳。若 $^{44}\text{Ti}/^{56}\text{Ni}$ 丰度比近于宇宙丰度比 $^{44}\text{Ca}/^{56}\text{Fe}$, 正电子加热光度 $L \approx 1.3 \times 10^{36} \exp(-t/78\text{yr}) \text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$, 若其中 10% 的能量转化为可见光, 则 SN1987A 在其后几十年内将保持在视星等 $V \approx 18$ 。

光学及紫外谱将由非热电子激发所产生的发射线主导。其线轮廓及光谱将揭示出 ^{44}Ti 在气壳内的分布以及正电子的贮能状况。

(2) 何时将观测到中心的致密星?

据超新星 SN1987A 爆发时所产生的中微子暴的分析表明^[6-8], 在核心将形成一颗中子星。在著名的超新星遗迹蟹状星云中, 存在射电、光学直至 X 射线的幂律型同步辐射, 其同步辐射光度 $L_s \sim 5 \times 10^{38} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[13], 大约是脉冲光度的 100 倍。因此应考虑在 SN1987A 中存在类似的可能性。观测到致密星的 X 射线及 γ 射线前景不好, 由于 $\tau(\varepsilon, t) \approx \tau_{1c} t_y^{-2} [\varepsilon/10\text{keV}]^{-2.6}$, 其中 $\tau_{10} \sim 300$, 所以在 $t \leq 10\text{yr}$, $\varepsilon \leq 10\text{keV}$ 的 X 射线将不会出现。虽然会有硬 X 射线以及 γ 射线出现, 但难于区别它到底是由 SN1987A 气壳内放射衰变所产生的还是由附近强 X 射线源 LMC X-1 贡献的。但也许可以观测到射电脉冲。在晚期气壳内自由—自由光深

$$\tau_{\text{ff}}(\lambda, t) \sim 0.1 L_{3s} T_3^{-0.5} \lambda_{\text{cn}}^2 t_y^{-2}$$

气壳的散射度量 $\text{DM} \sim (200 \text{cm}^{-3} \cdot \text{pc}) L_{3s} 1/2 T_3^{0.4} t_y^{-2}$, 可以预期用 VLBI 观测到中心的致密射电源。

(3) 从超新星到超新星遗迹

超新星气壳外层具有较低的密度, 膨胀速度 $v_{\text{exp}} \geq 20000 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$, 通过与星系介质物质的相互作用而降速。假定外层气壳密度分布为:

$\rho(v) = A t^{-3} v^{-9}$ ^[79], 常数 A 可从早期光球相时定出。Luo 等人^[103] 预测将于 $t_1 \approx 17\text{yr} [n_b / (8\text{cm}^{-3})]^{1/6}$ 时与星系介质产生碰撞。此后的研究有助于了解诸如超新星爆发如何给星云提供能量、星系冕如何形成以及星系介质中各种物理过程等一系列重要问题。

参 考 文 献

- [1] Sonneborn G, Altmer B, Kirshner R P. *Ap. J. Lett.*, 1987, 323: L35
- [2] Andreani P, Ferlet R, Vidal-Madjar A. *Nature*, 1987, 326: 770
- [3] Schmutz W, Abbott D C, Russell R S *et al.* *Ap. J.*, 1989, 346: 919
- [4] Bratton C B, Casper D, Ciocio A *et al.* *Phys. Rev. D*, 1988, 37: 3361
- [5] Hirata K S, Kajita T, Koshiba M *et al.* *Phys. Rev. D*, 1987, 38: 448
- [6] Bahcall J N, Piran T, Press W H *et al.* *Nature*, 1987, 237: 682
- [7] Burrows A, Lattimer J. *Ap. J. Lett.*, 1987, 318: L63
- [8] Lamb P Q, Melia F, Loredi T J. In: Kafatos M, Michalitsianos A eds. *Supernovae 1987A in the Magellanic cloud*. Cambridge: Cambridge University Press, 1988. 204
- [9] Woosley S E, Pinto P A, Ensmann L. *Ap. J.*, 1988, 324: 466
- [10] Hillebrandt W, Hoflich P, Truran J W *et al.* *Nature*, 1987, 327: 597
- [11] Arnett W D. *Ap. J.*, 1987, 319: 136
- [12] Saio H, Nomoto K, Kato M. *Nature*, 1988, 334: 508
- [13] Woosley S E, Pinto P A, Weaver T A. *Proc. Astron. Soc. Aust.*, 1988, 7: 355
- [14] Saio H, Kato m, Nomoto K. *Ap. J.*, 1988, 331: 388
- [15] Colgate S A, Johnson H I. *Phys. Rev. Lett.*, 1960, 51: 235
- [16] Wilson J R. *Ap. J.*, 1971, 163: 209
- [17] Bethe H A. *Rev. Mod. Phys.*, 1990, 62: 801
- [18] Chevalier R A. *Nature*, 1992, 355: 691

- [19] Arnett W D, Bahcall J N, Kirshner R P *et al.* *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1989, 27: 629
- [20] Trimble V. *Rev. Mod. Phys.*, 1988, 60: 859
- [21] Imshennik V S, Nadezhin D K. In: Sunyaev R A ed. *Sov. astrophys. and space phys. rev.*, London: Harwood Acadmic Publ., 1989, 8: 1
- [22] McCray R. In: Ray A, Velusamy T eds. *Supernovae and stellar evolution*. Singapore: World Sci., 1992. 1
- [23] Woosley S E In: Woosley S E ed. *Supernovae*, Proc. 10th Santa Cruz summer workshop in astron. and astrophys, Santa Cruz, CA, 1989, New York: Springer-Verlag. 1991: 202
- [24] Ray A, Velusamy T. *Supernovae and stellar evolution*. Singapore: World Sci., 1992
- [25] Audouze S, Audouze J, Bludman S *et al.* *Supernovae. Les Houches Session LIV. B. V.:* Elsevier, 1993
- [26] Danziger I J, Kjar K. SN1987A and other supernovae, ESO/EIPC workshop on supernovae, Marciana Marina, Isola d'Elba, Italy, 1990, Munich: ESO, 1991
- [27] Fransson C, Kozma C. *Ap. J.Lett.*, 1993, 408: L25
- [28] Chevalier R A, Fransson C. *Ap. J.*, 1992, 395: 540
- [29] Nomoto K, Shigeyama T, Kumagai S *et al.* In: Audouze S, Audouze J, Bludman S *et al* eds. *Supernovae. Les Houches Session LIV. B. V.:* Elsevier, 1993
- [30] McCray R. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1993, 31: 175
- [31] Hamuy M *et al.* *A. J.*, 1988, 95: 63
- [32] Catchpole R M, Whitelock P A, Feast M W *et al.* *M. N. R. A. S.*, 1988, 231: 75
- [33] Colgate S A, Meke C. *Ap. J.*, 1969, 157: 623
- [34] Suntzeff N B, Bouchet P. A J., 1990, 99: 650
- [35] Bouchet P, Phillips M M, Suntzeff N B *et al.* *Astron. Astrophys.*, 1991, 245: 490
- [36] Whitelock P A *et al.* *M. N. R. A. S.*, 1988, 234: 5
- [37] Whitelock P A *et al.* *M. N. R. A. S.*, 1989, 240: 7
- [38] Catchpole R M *et al.* *M. N. R. A. S.*, 1989, 237: 55
- [39] Woosley S E. *Ap. J.*, 1988, 330: 218
- [40] Kumagai S *et al.* *Ap. J.*, 1989, 345: 312
- [41] Bouchet P, Danziger I J, Lucy L B. A. J., 1991, 102: 1135
- [42] Suntzeff N B *et al.* *A. J.*, 1991, 102: 1118
- [43] Suntzeff N B *et al.* *Ap. J. Lett.*, 1992, 384: L33
- [44] Menzies J W. In: Danziger I J, Kjar K eds. SN1987A and other supernovae, ESO/EIPC workshop on supernovae, Marciana Marina, Isola d'Elba, Italy, 1990 Munich: ESO, 1991: 209
- [45] Dewk E *et al.* *Ap. J. Lett.*, 1992, 389: L21
- [46] Woosley S E, Hoffman R P. *Ap. J. Lett.*, 1991, 368: L31
- [47] Matz S M, Share G H, Leising M D *et al.* *Nature*, 1988, 331: 416
- [48] Leising M D, Share G H, *Ap. J.*, 1990, 357: 638
- [49] Sandie W G, Nakano G H, Chase L F *et al.* *Ap. J.*, 1988, 334: L91
- [50] Mahoney W A, Varnell L S, Ling J C *et al.* *Ap. J.*, 1988, 334: L81
- [51] Rester A C, Coldwell R L, Dunnam F E *et al.* *Ap. J. Lett.*, 1989, 342: L71
- [52] Tueller J, Barthelmy S, Gehrels N *et al.* *Ap. J. Lett.*, 1990, 351: L41
- [53] Inoue H, Hayashida K, Itoh M *et al.* *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1991, 43: 213

- [54] Sunyaev R A, Kaniovsky A S, Efremov V V *et al.* *Soviet Astron. Lett.*, 1990, 16: 171
- [55] Danziger I J, Bouchet P, Gouiffes C *et al.* In: Danziger I J, Kjar K eds. SN1987A and other supernovae, ESO/EIPC workshop on supernovae, Marciana Marina, Isola d'Elba, Italy, 1990, Munich: ESO, 1991: 217
- [56] Moseley S H *et al.* *Ap. J.*, 1989, 347: 1119
- [57] Clayton D D, Leising M D, The L-S *et al.* *Ap. J. Lett.*, 1992, 399: L141
- [58] Fransson C, Kozma C. *Ap. J. Lett.*, 1993, 408: L25
- [59] 郑 勇, 林宣滨, 尤峻汉. *天文学报*, 1993, 34(2): 122
- [60] Yueming Xu, McCray R. *Ap. J.*, 1991, 375: 190
- [61] Harvey P, Lester D, Dinerstein H *et al.* *Bull. Am. Astron. Soc.* 1989, 21: 1215
- [62] Biermann P L, Chini R, Greybe-Gotz A *et al.* *Astron. Astrophys.*, 1990, 227: L21
- [63] Wooden D H, Rank D M, Bregman J D *et al.* *Ap. J. Suppl.*, 1993, 88: 477
- [64] Yueming Xu, McCray R, Oliva E *et al.* *Ap. J.*, 1992, 386: 181
- [65] Pinto P E, Woosley S E. *Ap. J.*, 1988, 329: 820
- [66] Philips M M, Heathcote S R, Hamuy M. A. J., 1988, 95: 1087
- [67] Kirshner R P, Sonneborn G, Crenshaw D M. *Ap. J.*, 1987, 320: 602
- [68] Jeffery D J, Branch D. In: Wheeler J C, Prain T, Weinberg S eds. *Supernovae. Jerusalem winter school for theoretical physics, Jerusalem, 28 Dec. 1988 - 5 Jan. 1989, Singapore: World Scientific, 1991, 6: 149*
- [69] Bethe H A, Pizzochero P. *Ap. J. Lett.*, 1990, 350: L33
- [70] Arnett W D, Albert Fu. *Ap. J.*, 1989, 340: 396
- [71] Shigeyam T, Nomoto K, Hashimoto M. *Astron. Astrophys.*, 1988, 196: 141
- [72] Solobev, V. V. *Moving envelopes of stars. Cambridge, MA: Harvard University Press, 1960*
- [73] Castor J I. *M. N. R. A. S.*, 1970, 149: 111
- [74] Branch D. In: Meyerott R, Gillespie G H eds. *Supernovae spectra. New York: American Institute of Phys.*, 1980. 39
- [75] Chilukuri M, Wagoner R V. In: Nomoto K. ed. *Atmospheric diagnostics of stellar evolution. New York: Springer-Verlag, 1988. 295*
- [76] Hofich P. *Proc Astron. Soc. Australia*, 1988, 7: 434
- [77] Eastman R, Kirshner R. *Ap. J.*, 1989, 347: 771
- [78] Schmutz W, Abbott D C, Russell R S. *Ap. J.*, 1990, 355: 255
- [79] Chevelier R A. *Ap. J.*, 1992, 349: 599
- [80] McCray R. In: Hartquist T H ed. *Molecular astrophysics. Cambridge: Cambridge University Press, 1990. 439*
- [81] Gehrz R D, Ney E P. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 1987, 84: 6961
- [82] Dwek E. *Ap. J.*, 1988, 329: 814
- [83] Kozasa T, Hasegawa H, Nomoto K. *Astron. Astrophys.*, 1991, 249: 474
- [84] Li H, McCray R. *Ap. J.*, 1993, 405: 730
- [85] Li H, McCray R. *Ap. J.*, 1992, 387: 309
- [86] Li H, McCray R, Sunyaev R A. *Ap. J.*, 1993, 419: 824
- [87] 尤峻汉, 魏春艳, 傅承启, 林宣滨. *中国科学*, 1994, 24(2): 186
- [88] Terndrup D M *et al.* In: Couch, W ed. *Proceeding of the Elizabeth and Fredrick White meeting on SN1987A, Canberra, 1988*

- [89] Terndrup D M *et al.* Proc. Astron. Soc. Aust., 1988, 7: 412
- [90] Phillips M M, Williams R E. In: Woosley S E ed. Supernovae, Proc. of 10th Santa Cruz summer workshop in astronomy and astrophysics, Santa Cruz, CA, 1989, New York: Springer-Verlag, 1991: 36
- [91] Clayton D D, Colgate S A, Fishman G J. Ap. J., 1969, 155: 75
- [92] Clayton D D. Ap. J., 1974, 188: 155
- [93] Clayton D D, Leisibg M D, The L-S *et al.* Ap. J. Lett., 1992, 399: L141
- [94] Chan K W, Lingenfelter R E. Ap. J. Lett., 1987, 318: L51
- [95] Morrison R L, McCammon D. Ap. J., 1983, 270: 119
- [96] Grebenev S A, Sunyaev R A. Soviet Astron. Lett., 1987, 13: 438
- [97] Yueming Xu, McCray R. Ap. J., 1991, 371: 280
- [98] Lehoucq R, Casse M, Cesarky C J. Astron. Astrophys., 1989, 224: 117
- [99] Aschenbach B, Briel U G, Peffermann E *et al.* Nature, 1987, 330: 232
- [100] Burrows D N, Nousek J A, Berthiaume G D *et al.* Ap. J., 1989, 347: 1114
- [101] Trumper J, Hasinger G, Aschenbach B *et al.* Nature, 1991, 349: 579
- [102] Serlemitsos P J, Marshall F E, Petre E *et al.* In: Tanaka Y, Koyama K eds. Frontiers of X-ray astronomy. Tokyo: Universal Academy Press, 1992. 221
- [103] Luo D, McCray R, Slavin J. Ap. J., 1994
- [104] Bouchet P *et al.* ESO Scientific Preprint, 1994, No.984
- [105] Woosley S E *et al.* Ap. J., 1989, 346: 395

(责任编辑 刘金铭)

Research of Supernova SN1987A for Recent Six Years

Lin Xuanbin¹ Fu Chengqi² Cheng Fuzhen¹ You Junhan^{1,3,4}

- (1. Center for Astrophysics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026
2. Shanghai Astronomical Observatory, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030
3. Department of Applied Physics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200030
4. Joined Laboratories for Radio Astrophysics, The Chinese Academy of Sciences)

Abstract

In this paper, the progress in studies on SN1987A since its explosion six year ago is reviewed, which is divided into three parts. First, we make some discussion on studies of the evolution of bolometric light curre. Secondly, we introduce the formation of spectrum of the supernova and its evolution (especially during the nebular phase). In the last, we discuss the emission of X-ray and γ -ray and look into the future of studies concerned.