

超新星 SN1987A 包层电离度和温度的演化

林宣滨⁽¹⁾ 尤峻汉⁽²⁾⁽³⁾ 程福臻⁽¹⁾ 傅承启⁽⁴⁾

(1) 中国科学技术大学天体物理中心, 合肥 230026; (2) 上海交通大学应用物理系, 上海 200030;

(3) 中国科学院射电天文联合实验室, 北京 100080; (4) 中国科学院上海天文台, 上海 200030)

摘要 介绍了超新星 SN1987A 爆发 6 年来包层电离度及温度的研究情况。电离度和温度是研究超新星的各种物理过程的基本参量, 然而理论上却难以精确地定出它们的演化。提出一种新的方法来定电离度和温度的演化。电离度和温度的变化是相互影响的, 必须综合考虑。利用辐射转移理论的逃逸几率方法, 导出 $H\alpha$ 线辐射理论光变曲线。通过与观测光变曲线的比较, 可定量地导出超新星气壳的电离度和温度的演化行为。

关键词 SN1987A $H\alpha$ 线光变 电离度 温度

温度是研究超新星物理的一个重要参量, 对了解气体包层中的原子分子过程至关重要(电离与复合、加热与辐射冷却、分子的形成与分解等), 但至今对温度的研究却不够深入。有关温度的讨论已有不少, 但各个作者的估算结果相当弥散, 十分不确定。

要从理论上定出温度及其演化, 原则上可从加热、冷却平衡方程中导出^[1]。由能量方程定温度会遇到严重的困难, 因为辐射冷却速率应由化学丰度和各元素最主要的辐射跃迁决定。从观测的红外及光学谱中很难判明哪些是主要跃迁, 因此至今不能很有把握地计算温度演化。用尘埃的形成条件估算温度似乎是一种可行的办法^[2], 但是利用尘埃的出现估算温度有相当不确定性, 因为至今不清楚 SN1987A 中尘埃的化学成分, 而不同化学组成的尘埃形成于不同的气体温度下。还有一种常用的定温度的方法是利用某些元素的线强比, 但由于在近红外和光学的谱线发射系数对温度极其敏感。由线强比定出的温度通常只代表元素谱线的最热发射区温度, 常常不是该元素气体的大部分区域的代表温度, 更不能代表整个包层气体(以氢为主)的特征温度。

由于温度的不确定, 给理论研究带来很大的麻烦。首先, 难以定出 SN1987A 气壳内物质的电离度, 如 Kozma 和 Fransson^[3] 在讨论气壳内氢的电离度时, 假定温度为常数($\sim 5\,000\text{ K}$)。同样, 也给 SN1987A 的各谱线的研究带来困难。如 Xu 等人^[4] 在分析 $H\alpha$ 线光变时, 也只假定温度 $\sim 3\,000\text{ K}$ 。因此温度演化的研究成为 SN1987A 研究中的一个难点。

电离度 $\chi_e \equiv n_e/n_H$, 则是超新星气壳的另外一个重要参量, 已有过一些关于包层电离度的观测分析^[1, 5]。而 Kozma 和 Fransson^[3] 进一步做了理论考虑, 给出电离度演化的公式。他们

通过分析放射衰变过程中所产生的 γ 射线与电子的 Compton 散射及包层气体的光电吸收所产生的快电子在气壳中的定量能量存储, 得到电离度随年龄演化的理论关系. 他们的电离度公式表明, 电离度演化明显依赖于温度参量. 因此他们假定了一常定的温度, 而实际上, 气壳的温度在随年龄演化, 电离度的演化对温度的改变十分敏感. 所以温度的演化和电离度的演化是相互影响制约的, 在理论分析中, 必须把温度和电离度的演化结合在一起综合考虑.

本文指出: 通过对复合理论导出的 $H\alpha$ 线光变曲线和观测曲线的比较, 可以同时得出温度和电离度的时间演化曲线. 事实上, 我们曾经用理论 $H\alpha$ 光变曲线和观测光变的比较求得温度演化^[6], 但所求的温度演化曲线只是一个近似曲线. 我们曾经为避开电离度演化曲线的计算, 利用了观测上的近似估算 $N_e \sim N_H^+ \propto t^{-3.5}$, 使计算的温度演化曲线有一定的误差, 而且这一近似也只适用于 $120 \text{ d} \leq t \leq 450 \text{ d}$ 之间, 使我们的温度演化曲线不能很有把握地延伸到很晚时期. 本文将发展和改进前一工作, 基本想法是: 辐射谱线的光变曲线中应同时含有温度演化和电离度演化两者的信息. 因为温度和电离度的演化都是控制谱线光变行为的重要因素. 反之, 可以从观测的谱线光变曲线推断出温度和电离度的演化行为. 必须指出, 温度和电离度的演化互为因果, 密不可分, 所以在本文中统一考虑.

1 氢复合理论及理论 $H\alpha$ 线光变公式

在超新星爆后几天(至多两周), 可以近似认为超新星气壳作超声速自由膨胀. 对于这种膨胀气壳, 其 Sobolev 光深为^[7]

$$\tau_{ji} = [\lambda_{ji}^3 t g_j A_{ji} N_i / (8\pi g_i)] [1 - (g_i N_j / g_j N_i)], \quad (1)$$

其中 A_{ji} 为氢原子自能级 j 至能级 i 的自发跃迁几率, λ_{ji} 为波长, N_j , g_j , N_i , g_i 分别为上下能级的布居数和简并度. 由此得 $\tau_{H\alpha} \approx \lambda_{H\alpha}^3 g_3 A_{32} N_2 t / (8\pi g_2)$, 其中 $\lambda_{H\alpha} = 6.56 \times 10^{-5} \text{ cm}$. 按谱线辐射转移理论^[8], 由源表面逃逸的平均几率 $P_{\text{esc}} = \tau_{ij}^{-1} [1 - \exp(-\tau_{ij})] \approx 1/\tau_{ij}$. 考虑吸收后, 有效发射系数 $j_{\nu_{ji}}^{\text{eff}} = j_{\nu_{ji}} P_{\text{esc}} = N_j A_{ji} h\nu_{ji} / \tau_{ij}$. 简言之, 吸收的影响是作替换: $A_{ji} \rightarrow A_{ji}^{\text{eff}} = A_{ji} P_{\text{esc}}$. 对于一个匀速膨胀包层, $V_{\text{源}} \approx (4\pi/3) v_{\text{max}}^3 t^3$, 为整个包层体积. 所以 $H\alpha$ 线总光度为

$$L_{H\alpha} \approx j_{H\alpha}^{\text{eff}} V_{\text{源}} \approx (32\pi^2 h\nu_{H\alpha}^4 / 3c^3) (g_2/g_3) v_{\text{max}}^3 (N_3/N_2) t^2 \quad (\tau_{H\alpha} \gg 1) \quad (2)$$

及

$$L_{H\alpha} \approx (4\pi/3) A_{32} h\nu_{H\alpha} v_{\text{max}}^3 N_3 t^3 \quad (\tau_{H\alpha} \ll 1). \quad (3)$$

因此, 计算 $H\alpha$ 线理论光变曲线关键在于求能级布居 N_2 和 N_3 以及它们对时间 t 的依赖关系. 通常求布居的方法是解稳态情况下 ($dN_i/dt=0$) 的统计平衡方程. 本文的稳态方程将从 $i \geq 3$ 开始列出, 因为理论的 $H\alpha$ 光度只与高能级 $i \geq 4$ 有关(见(8)式). 对于能级 i ($i \geq 3$), 其稳态平衡方程为

$$N_i \left[\sum_{j < i} (N_e C_{ij} + A_{ji}^{\text{eff}} + \xi_{ij}) + \sum_{j > i} (N_e C_{ij} + \xi_{ij}) + \xi_{ic} \right] = \alpha_i N_e N_H + \Gamma f_i N_H + \sum_{j > i} N_j (N_e C_{ji} + A_{ji}^{\text{eff}} + \xi_{ji}) + \sum_{j < i} (N_j N_e C_{ji} + \xi_{ji}), \quad (4)$$

其中 N_e 为电子数密度, C_{ij} 为碰撞速率系数, α_i 为复合到能级 i 的复合速率系数, ξ_{ij} 为外部辐射场的诱导跃迁速率(局域线发射所导致的光致跃迁包含在 A_{ji}^{eff} 中), ξ_{ic} 为能级 i 的光致电离速率. 式右方 $\Gamma f_i N_H$ 为非热电子碰撞电离或激发造成的能级 i 粒子数的增加, Γ 为包层中每个氢原子每秒中由放射能或中央中子星吸积释能所产生的非热电子引起的激发或电离的平均概率, f_i 为 Γ 分配到激发或电离至能级 i 的百分数, N_H 为氢原子的总密度. Γ 可以表达为

$\Gamma \sim L_{\text{bol}}/(N(\text{H})E)$, 其中 $N(\text{H})$ 为气壳中氢原子的总数, E 为每次电离或激发所需要的平均能量, 约为 $20 \text{ eV}^{[9]}$. 由观测, 在 120 d 以后, 热光度 $L_{\text{bol}} \leq 10^{37} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$. 取氢总质量为 $10 M_{\odot}$, 可得 $\Gamma \leq 2.5 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$. Xu 和 McCray^[10] 由各种原子数据所作的理论分析表明, 对于电离度 $X_e \sim 10^{-2}$, $i \geq 3$, 有 $f_i \leq 6.20 \times 10^{-2}$. 从 10 HMM 模型^[11], 在一年时 $N_{\text{H}} \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. 因此可得 $\Gamma f_i N_{\text{H}} < 1.5 \times 10^2$. 而从下面的讨论中可得 $\alpha_i N_e N_{\text{H}}^+ \geq 10^4$. 所以可忽略由非热电子碰撞激发及电离对能级 i 的布居的影响. 同样, 在通常情况下 (在中央没有一强辐射源时), 对能级 $i \geq 3$, ξ_{ij} , ξ_{ie} 远小于有效自发跃迁速律, 也可以忽略. 同时, 在 SN1987A 的膨胀大气内, 由于气体密度较大, 包层气体对 Balmer 系列及连续谱光厚, 从而使得能级 2 成为“亚稳态”, 因此对能级 1, 2, γ 光子所引起的光致电离效应不可忽略, 但对高能级 $i \geq 3$, 则可忽略光致电离效应^[9] (理由在于光致电离的截面极小, 而高能级的布居数又少). 因此在上述稳态方程中不考虑 γ 射线的光致电离效应.

如果气壳中 N_e 远大于某一临界密度 $N_{\text{cr}} = A_{ji}^{\text{eff}}/C_{ji}$, 即 $N_e \gg N_{\text{cr}}$, 则碰撞主导, 反之则 (4) 式中辐射跃迁 $j \rightarrow i$ 为主, 可忽略碰撞. 以一年时 SN1987A 气壳为例, 此时 $N_{\text{H}} \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ^[11], 电离度 $X_e \sim 10^{-2}$, 故 $N_e \sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$. 而由 $C_{kj} \approx 3 \lambda^3 A_{kj} T^{-1/2}$, 以 $3 \rightarrow 2$ 的跃迁为例, 取 $T = 3000 \text{ K}$, 则 $N_{\text{cr}} \approx 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \gg N_e \sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$, 故可略去所有的碰撞项. 稳态方程组 (4) 可简化为

$$N_i \sum_{k>i} A_{ik}^{\text{eff}} \approx \alpha_i N_e N_{\text{H}}^+ + \sum_{k>i} N_k A_{ki}^{\text{eff}} \quad (i=3, 4, 5, \dots). \quad (5)$$

通常将非热布居简记为 $N_i = b_i N_i^*$, $N_i^* = N_e N_{\text{H}}^+ h^3 / (2\pi m k T)^{3/2} (g_k/2) \exp(I_{\text{H}}/K^2 k T)$, 是能级 i 的热平衡分布, b_i 则代表能级 i 偏离热平衡的因子. 代入 (5) 式, 可简化为 b_i 的代数方程组. 在本文的计算中, 只需求出 $i \geq 4$ 的所有 b_i 值即可.

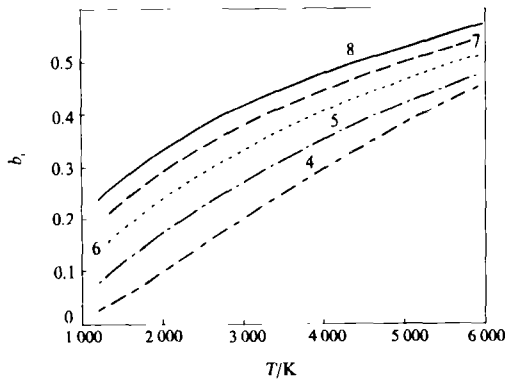


图 1 能级 $i(i=4 \sim 8)$ 偏离热平衡因子 b_i 随温度 T 的变化曲线

故方程组 (5) 将自 $i \geq 4$ 列出已经足够. 为简便, 假定较高能级 (当 $i \geq 9$) 已经热平衡, 即 $b_i = 1$ ($i \geq 9$), 因此只需求出 $i=4, 5, \dots, 8$ 时的 b_i 值. 求出的 $b_i (i=4 \sim 8)$ 值, 示于图 1.

对能级 3, (5) 式简化为 $N_3 (A_{32}/\tau_{32}) \approx \alpha_3(T)$

$$N_e N_{\text{H}}^+ + \sum_{k>3} N_k A_{k3}, \text{ 式中已略去含 } A_{31}^{\text{eff}} = A_{31}/\tau_{31}$$

项, 这是因为 $\tau_{31} \gg \tau_{32}$, 故有 $A_{31}/\tau_{31} \ll A_{32}/\tau_{32}$. 方程右方则一律将 A_{k3}^{eff} 近似用 $A_{k3} \approx A_{k3}^{\text{eff}}$ 代替, 即假定气体对 Paschen 线系已呈光学薄, $\tau_{3k} \ll 1$. 这对 SN1987A 包层是一好的近似. 由此得

$$N_3 \approx (\alpha_3 + \beta_3) N_e N_{\text{H}} + \tau_{32}/A_{32} = \alpha_3^{\text{eff}} N_e N_{\text{H}} + \tau_{32}/A_{32}, \text{ 其中 } \beta_3 \equiv \sum_{k>3} b_k (h^3 A_{k3} / (2\pi m k T)^{3/2}) (g_k/2) \exp(I_{\text{H}}/K^2$$

$k T$), 为到能级 3 的间接复合速率系数, 而 α_3 则为直接复合速率系数. $\alpha_3^{\text{eff}}(T) \equiv \alpha_3(T) + \beta_3(T)$ 是至能级 3 的总的有效复合速率系数, 为 T 的函数, $\alpha_n(T)$ 可表达为 $\alpha_n(T) = 3.26 \times 10^{-6} T^{-3/2}$

$$n^{-3} \exp(I_{\text{H}}/n^2 k T) K(I_{\text{H}}/n^2 k T), \text{ 其中 } K(t) = \int_1^\infty e^{-x}/x dx = \int_1^\infty e^{-t\xi}/\xi d\xi \text{ 是指数积分. } \tau_{32} \equiv \tau_{\text{Ha}} \text{ 中含}$$

有 N_2 , 结合所得的 N_3 表示式, 可得比值 $N_3/N_2 = (\lambda_{H\alpha}^3/8\pi)(g_3/g_2) \alpha_3^{\text{eff}}(T) N_e N_H t$. 将此比值代入 (2) 式, 得到 $\tau_{H\alpha} \gg 1$ 时, $H\alpha$ 的光度变化为

$$L_{H\alpha} = (4\pi/3) h\nu_{H\alpha} v_{\max}^3 \alpha_3^{\text{eff}}(T) N_e N_H t^3. \quad (6)$$

对于 $H\alpha$ 光薄情况 ($\tau_{H\alpha} \ll 1$, 但很长时间中, 仍有 $\tau_{21} = \tau_{Ly\alpha} \ll 1$), 则对于能级 3, 稳态方程为:

$$N_3 A_{32} = \alpha_3 N_e N_H + \sum_{k>3} N_k A_{k3}, \text{ 从而也导出: } N_3 \approx \alpha_3^{\text{eff}}(T) N_e N_H / A_{32}, \text{ 此式和光厚情况下所得的只}$$

相差一个因子 $\tau_{H\alpha}$. 由 (3) 式得光薄情况下 $H\alpha$ 线光度变化为

$$L_{H\alpha} = (4\pi/3) h\nu_{H\alpha} v_{\max}^3 \alpha_3^{\text{eff}}(T) N_e N_H t^3. \quad (7)$$

初看十分意外, 它和光厚情况下 $H\alpha$ 线光变公式 (6) 形式精确相同, 但物理上是合理的. 在以下计算 $H\alpha$ 理论光变曲线, 不论早期或晚期, 均采用统一公式 (6), 并简写为

$$L_{H\alpha} = K \alpha_3^{\text{eff}}(T) N_e N_H t^3 = K' \alpha_3^{\text{eff}} \chi_e^2 N_H^2 t^3, \quad (8)$$

K, k' 为常数. (8) 式即为由复合理论导出的 $H\alpha$ 光变基本公式. 由 (8) 式求 $H\alpha$ 线光变曲线, 必须首先求出 $N_e \sim N_H$ 随时间 t 的演化. 为此, 首先需导出电离度随 t 的演化.

2 氢电离度的观测及已有的电离度理论公式

从观测的远红外连续谱 ($>4 \mu\text{m}$) 发射流量 (1987 年 11 月) 要求发射积分^[11]: $EM^+ = \sum_z \int n_e n_z dV = 3 \times 10^{64} \text{ cm}^{-3}$, 其中 n_z 为据电荷数为 z 的离子数密度. 而从氢远红外复合线观测要求^[4]: $EM(H^+) = \int n_e n(H^+) dV = 4.4 \times 10^{64} \text{ cm}^{-3}$ (情况 B) 或 $3.0 \times 10^{64} \text{ cm}^{-3}$ (情况 C), 这表明在 $t \sim 300 \text{ d}$ 时绝大部分的正离子为 H^+ .

由 10 H 模型所给出的化学丰度分布, 对于均匀气壳, 有:

$$n_H = 6.0 \times 10^{10} (\text{cm}^{-3}) t_2^{-3} M_{15}^{5/2} E_{51}^{-3/2},$$

所以发射积分可写为

$$\int n_e n(H^+) dV = 3.4 \times 10^{68} t_2^{-3} M_{15}^{7/2} E_{51}^{-3/2} (n(H^+)/n_H)^2,$$

所以从观测的发射积分 ($\sim 3 \times 10^{64}$), 可得氢在 $\sim 300 \text{ d}$ 时电离度:

$$n(H^+)/n_H = 0.05 M_{15}^{-7/4} E_{51}^{3/4},$$

其中 M_{15} 为以 $15 M_\odot$ 为单位的气壳质量, E_{51} 为以 $10^{51} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ 为单位的爆发能. 上式给出观测分析得到的 $t \sim 1 \text{ a}$ 时的电离度值估计, 如此高电离度既不能以热电子的热运动解释, 也不能以非热电子从基态的碰撞电离来解释^[4]. 最可能的解释是: H^+ 主要来自激发态 $H^*(n=2)$ 的电离, 而不是来自基态的电离. 但即使如此, 也要求 ^{56}Co 总的放射能中分配至氢电离的部分 $\eta_i \sim 0.83$, 这显然太大了. 对纯氢气体, 约 30% 的快电子能, 将由于 Coulomb 散射而损失, 却没有有效的方法使得用于 Coulomb 散射加热的部分能量重新转化为电离能. 然而, 对于一金属丰富的区域, 辐射能量可以有效地用于电离氢原子. 绝大部分快电子能量首先存储于重元素如 Fe 等的电离及激发之中, 因为这些元素有更多的原子态及较大的电子碰撞截面. 金属原子及离子将把吸收的能量主要地以 UV 光子释放. 这些光子不能逃逸, 最终将用于加热气壳及氢电离. 而原用于加热气壳的部分能量也可激发一些金属元素的 UV 线. 所以结论是: 氢的电离将主要地从激发态 $H^*(n=2)$ 而不是基态; H^* 电离则主要地是被 UV 线 ($3.4 \text{ eV} < h\nu < 5 \text{ eV}$) 光致电离, UV 场主要来自电子的碰撞激发所产生的一些金属元素的发射线如 $\text{Mg II } \lambda 2800$,

FeII 线, 还有氢原子的双光子过程及 Balmer 连续谱也将贡献部分 UV 场.

Kozma 和 Fransson 通过解 Spencer-Fano 方程, 得到 γ 射线在超新星气壳中的定量储能模型, 并对一核心坍缩超新星不同的化学组成区给出电离、激发及加热速率. 利用这些结果, 他们分析了考虑混合后的 10 H 模型 (^{56}Co 均匀混合在金属丰富区至 $\sim 2000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 氢也均匀混合至 $v < 2000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 的区域内, 他们得到在氢丰富区, 氢的电离度随年龄及温度的演化如下:

$$x_e \approx 0.22(f_H/0.4)[M(\text{H})_{\text{core}}/1M_{\odot}]^{-1/2}(T/5000 \text{ K})^{0.44} \times (V_{\text{core}}/2000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1})^{1/2}(M_{\text{Ni}}/0.1M_{\odot})^{1/2}t_a^{1/2}e^{-t/22d}, \quad (9)$$

其中 f_H , $M(\text{H})_{\text{core}}$ 为在金属丰富区氢的填充因子及质量. 由式可见, 包层气体电离度随年龄下降, 并且它和温度有关, 较高的温度有较大的电离度. 有了电离度 $x_e \sim t$ 演化公式, 将其代入 (8) 式, 即可定量导出 $T \sim t$ 和 $x_e \sim t$.

3 计算方法及结果

定量导出温度及电离度的演化, 首先需要计算 $\alpha_3^{\text{eff}}(T)$ 随温度的变化, 为此需利用图 1 所

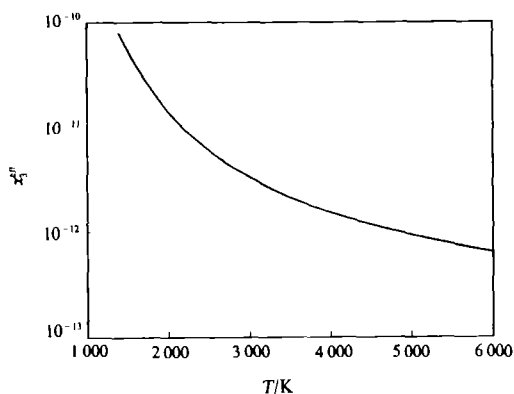


图 2 有效复合系数 $\alpha_3^{\text{eff}}(T)$ 随温度 T 的变化曲线

给出的 b_i 值, 最后得 $\alpha_3^{\text{eff}}(T) \sim T$ 见图 2. 从图 1 可见, b_8 在 $T \sim 2000 \sim 3000 \text{ K}$ 时仍与热平衡分布偏离较大, 似与假定 $b_i = 1 (i \geq 9)$ 矛盾. 但从 β_3 表达式中可见, 高能级 i 间接复合至能级 3 的复合速率随 i 的增大而指数减小. 所以可以近似认为 $i \geq 9$, $b_i = 1$. 这一近似对计算的理论 $\text{H}\alpha$ 光度影响极小. 在计算 α_3^{eff} 过程中, 也考虑了高能级 (至 $i=20$) 的影响. 从图 2 可见, $\alpha_3^{\text{eff}}(T)$ 正如预期, 随着温度的增大而减小.

结合理论光变公式及电子数密度的演化公式, 令观测的 $\text{H}\alpha$ 光度 (见图 3, 4)^[13, 14] 等于理论值:

$$L_{\text{H}\alpha}^{\text{obs}}(t) = L_{\text{H}\alpha}^{\text{Theor}}(t) = K' \alpha_3^{\text{eff}}(T) \chi_e^2 N_H^2 t^3, \quad (10)$$

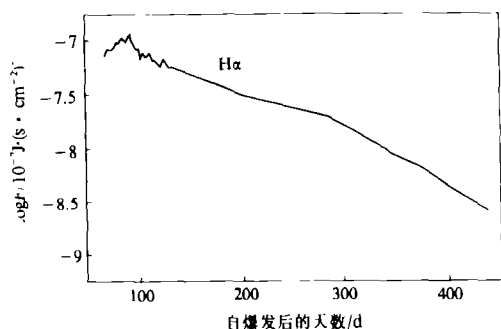


图 3 超新星 SN1987A 的 $\text{H}\alpha$ 线光变曲线^[13]

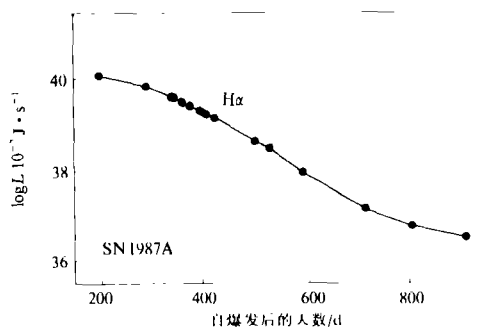


图 4 超新星 SN1987A 的 $\text{H}\alpha$ 线光变曲线^[14]

$N_{\text{H}} \approx N_{\text{e}} = \chi_{\text{e}} N_{\text{H}}$, 以及 $H_{\text{H}} \propto t^3$. 由观测的 $\text{H}\alpha$ 光度等于理论的光度, 可得到 $\alpha_3^{\text{eff}}(T) T^{0.88}$ 随年龄的演化关系. 另由理论可得 $\alpha_3^{\text{eff}}(T)$ 随温度的变化关系. 比较这两条曲线, 可得到温度的演化曲线 $T-t$. 将 $T-t$ 代入电离度的公式, 又得电离度的演化. 假定在 $t \sim 120 \text{ d}$ 时, 氢的温度即为光球温度的 $T \sim 5500 \text{ K}$ 作为初始条件, 可得温度 (图 5) 及电离度 (图 6) 的演化曲线.

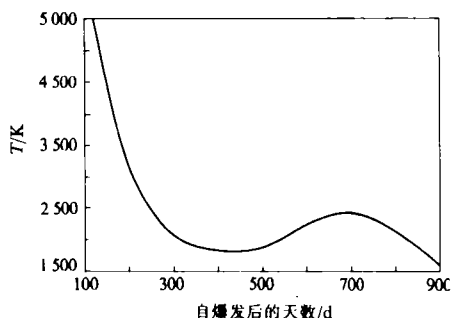


图5 导出的温度演化曲线

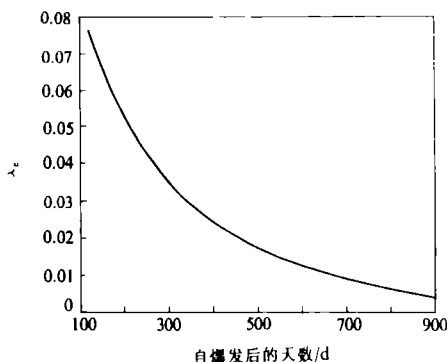


图6 导出的电离度演化曲线

4 讨论

(1) 本文用氢复合线理论导出 $\text{H}\alpha$ 线光变的理论式, 利用 (9) 式所给出的电离度演化的解析表达式, 在与实际的光变曲线的比较中, 同时提取出 SN1987A 氢包层的温度和电离度演化曲线. 这是推导温度和电离度演化的一种简便新方法. 通常要用复杂的与时间相关的电离复合平衡方法计算过膨胀包层的温度和电离度的演化, 在计算过程中必须考虑包括 H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, Ca, Fe 等元素, 并将 HI, OI, CaII 等分别多能级原子处理. 相比之下, 我们的方法则大为简便, 并且可靠. 但是我们求出的温度演化有唯象性质, 并没有深入解释温度演化的物理原因.

(2) 可以把我们的温度演化与其他作者的结果做一对比. 由图 5 可见, 在 $120 \text{ d} \leq t \leq 300 \text{ d}$ 之间, 温度下降最剧烈. 由 $t \sim 120 \text{ d}$ 时的 $T \sim 5500 \text{ K}$ (光球温度) 急剧降至 $t \sim 300 \text{ d}$ 时的 $T \sim 2000 \text{ K}$. $300 \text{ d} \leq t \leq 500 \text{ d}$ 之间, 由 $T \sim 2000 \text{ K}$ 降至 $\sim 1800 \text{ K}$, 几乎维持恒定. 因此, Xu 和 McCray 等人^[14] 建议的温度恒定假说, 是个相当好的近似. 但他们所取 $\sim 3000 \text{ K}$ 似乎偏高, 而且恒定温度大约只维持在 $300 \text{ d} \leq t \leq 500 \text{ d}$ 之间. 这一恒定温度值 $\sim 1900 \text{ K}$, 正是形成尘埃的理想温度. 这也和远红外 ($4 \sim 13 \mu\text{m}$) 连续谱观测所表明尘埃在 $t \sim 350 \text{ d}$ 开始形成^[15] 以及在 $t \approx 550 \text{ d}$ 时大量形成^[16] 十分一致.

(3) 从图 6 可见, 在约 300 d 时氢的电离度为的 0.052 , 这与从远红外连续谱观测所得的氢的电离度约 300 d 时约为的 0.05 ^[11] 有极好的符合, 说明本文的 $x_e \sim t$ 曲线得到观测很好的支持.

(4) 令人惊奇的是, 从 $500 \sim 700 \text{ d}$, 温度反而从 $T \approx 1800 \text{ K}$ 上升至 $T \approx 2460 \text{ K}$, 这在理论上可以有合理的解释. 理由是随着气壳的不断膨胀, 电子及离子的密度不断减小, 复合冷却过程变得十分缓慢 (Fransson 和 Kozma^[17] 称此情况为电离度冻结). 复合过程的减慢势必造成包层中放射能量的储存积累 (即释放的放射能量不能及时通过复合冷却过程排出包层), 所

以包层温度的上升是不可避免的。然而在 700 d 以后, 温度又再度下降, 从 700 d 时的 ~ 2460 K 降至 900 d 时的 1600 K。我们认为可能的解释在于有些新的冷却机制开始起作用, 例如气体包层的绝热膨胀冷却可能在后期超过复合冷却成为主要冷却因素。另一可能是, 在晚期气体包层对射电波段的自由-自由(韧致)辐射逐渐透明。这一冷却过程在晚期开始重要。

参 考 文 献

- 1 McCray R A. Supernova 1987A revisited. *Ann Rev Astron Astrophys*, 1993, 31: 175
- 2 Gehrz R D, Ney E P. Will dust form in the ejecta of supernova 1987A? *Proc Nat Acad Sci USA*, 1987, 84: 6961
- 3 Kozma C, Fransson C. Gamma-ray deposition and nonthermal excitation in supernova. *Ap J*, 1992, 390: 602
- 4 Xu Y, McCray R A, Oliva E *et al.* Hydrogen recombination at high optical depth and the spectrum of SN1987A. *Ap J*, 1992, 386: 181
- 5 McCray R A. Atoms and molecules in supernova 1987A. In: Hartquist T. ed. *Molecular Processes Astrophysics*. Cambridge: Cambridge Univ Press, 1989
- 6 Sobolev V V. *Moving Envelope of Stars*. Cambridge: Harvard Univ Press, 1960
- 7 Castor J I. *MNRAS*, 1970, 149: 111
- 8 McCray R A. Supernova 1987A after three years. In: Ray A, Velusamy T. eds. *Supernovae and Stellar Evolution*. Singapore: World Sci, 1992. 1
- 9 Xu Y, McCray R A. Energy degradation of fast electrons in hydrogen gas. *Ap J*, 1991, 375: 190
- 10 Pinto P A, Woosley S E. The theory of gamma-ray emergence in supernova 1987A. *Nature*, 1988, 333: 534
- 11 Moseley S H, Dwek E, Galloway W *et al.* Far-infrared spectrophotometry of SN1987A: days 265 and 267. *Ap J*, 1989, 347: 1119
- 12 Terndrup D M, Elias J H, Gregory B *et al.* Proceedings of the Elizabeth and Fredrick White Meeting on SN1987A. Canberra, 1988
- 13 Phillips M M, Williams R E. SN1987A: optical spectrophotometry 130~900 days after core collapse. In: Woosley S E ed. *Supernovae, Proc of 10th Santa Cruz Summer Workshop in Astronomy and Astrophysics*, 1991, 36
- 14 Meikle W P S, Spyromilio J, Allen D A *et al.* Spectroscopy of supernova 1987A at 1-4 μ m-II, days 377 to 1114. *MNRAS*, 1993, 261: 535
- 15 Wooden D H, Rank D M, Bregman J D *et al.* Airborne spectrophotometry of SN1987A from 1.6 to 12.6 microns: time history of the dust continuum and line emission. *Ap J Suppl*, 1993, 88: 477
- 16 Fransson C, Kozma C. The freeze-out phase of SN1987A: implication for the light curve. *Ap J*, 1993, 408: L25