中国科学(A辑)
第25卷 第12期 SCIENCE IN CHINA (Series A) 1995年12月

在有结块的星周介质中膨胀的超新星遗迹的物理特性*

陈 阳 刘 宁 汪珍如
(南京大学天文系,南京 210093)

摘要 研究了超新星遗迹在有结块的星周介质中膨胀时的物理特性. 考虑了不均匀介质中的结块的蒸发对遗迹的演化和内部结构的影响之后,发现在密度随半径为幂律分布(负幂指数为 $\approx 0 \sim 3$)的星周介质中,一般均存在着自相似解. 对于幂指数为 -2 即介质是大质量前身恒星的不均匀自由星风的情况,基于详细的动力学解,给出描述遗迹X射线表面相对亮度分布、X射线光度、X射线发射物质质量、气体平均温度、红外和Hα光度等可观测物理量的公式和图表;表明当参数适当时,蒸发物质会在中心附近堆积,导致X射线形态呈现中间亮、边缘暗.

关键词 星周介质 超新星遗迹 恒星风

超新星遗迹在其扫集的星际物质的质量超过爆发抛射物的质量之后,其动力学过程相当于点爆炸引起的绝热膨胀,这就是Sedov相. 当它辐射掉约30%能量后,进入辐射相,壳层的膨胀将先后由压力驱动和自身动量维持. 在绝热阶段,若超新星遗迹内有小云块在蒸发,遗迹内热气体的密度就会增大,使得遗迹的演化偏离标准的Sedov解. White和Long[1](下称WL)研究了在含云块的星际介质中膨胀的超新星遗迹,考虑了小云块的蒸发,得到自相似解. 对某些射电形态为边缘亮,而X射线形态为中心最亮的超新星遗迹,提供了一种解释及相应的一套公式和图表. 这一模型已经应用于W28, 3C400.2[2]和W44[3]等遗迹. 至今,Rosat卫星已观测到越来越多的超新星遗迹,其X射线形态呈现为中间亮、边缘暗.

但WL模型仅适用于云际气体密度 ρ_1、小云块数密度 N_c 均为均匀的星际介质中. 我们发现可以把其方法推广到密度随半径为幂律分布的星周介质中去. 这样做是富有物理意义的. 大质量恒星的演化过程伴随着大量的质量损失,且质量损失常常不均匀,也不稳定(特别是在核心的氢燃烧阶段之后)[4, 5],所以星风(密度 $\rho_1 \propto r^{-n}$)中很可能会夹带着成结块的物质(数密度 $N_c \propto r^{-n}$). 若介质是理想的自由恒星风,则幂指数为 $n=2$. 在后面的讨论中,假定这些从恒星抛出的结块的体积填充因子不大,却占有星周介质中的大部分质量. 这些结块(或称小云块)在被超新星的冲击波吞没后,在激波后面的热气体中遭受饱和热传导而逐渐蒸发. 实

1995-01-03收稿,1995-06-15收修改稿
* 国家教育委员会博士点基金、国家科学技术委员会攀登计划资助项目

际上，Ostriker 和 McKee[6] 曾讨论过在带结块的星风中超新星遗迹的演化问题，不过他们考虑到的是经典热传导而不是饱和传导，而且将遗迹内部即冲击波后面的物理参量假定成半径的幂律函数，这不太符合物理实际．本文将证明，只要幂指数 n 在 0 ～ 3 的范围内，在 $\rho_1 \propto r^{-n}$ (伴有 $N_c \propto r^{-n}$) 介质中膨胀的、发生着饱和蒸发的遗迹，其绝热阶段的演化和内部结构与 WL 模型 (其中 n 仅为零) 一样就都可用自相似解描述．对 $n=2$ 情形，提供了描述遗迹可观测物理量的公式图表，说明蒸发物质会在中心附近堆积，导致 X 射线形态呈现边缘暗、中心附近亮．

1 自相似解

我们所考虑超新星遗迹的前身星具有显著的质量损失，为 $20M_\odot$ 以上的大质量星，可引起 Ib 型超新星爆发 (关于大质量恒星的演化路径可参看文献[7 ～ 9])．容易证明，在星周介质中膨胀的超新星遗迹与直接在星际介质中的类似，在爆发后一千年至几万年间处于绝热相．典型情况如在自由星风中，前身星的质量损失率为 $\sim 10^{-5} M_\odot \cdot a^{-1}$，星风速度为 $\approx 10\ km \cdot s^{-1}$，而超新星抛出的质量为 $\approx 5M_\odot$，爆发能是 $\sim 10^{44}$ J，则 1 000 a 时扫过的质量超过超新星抛出的质量．质量损失重要的恒星，一般会形成典型半径为 ≈ 24 pc 空腔，腔壁上浓度堆积了被扫起的星际介质 ($\approx 1 \times 10^3 M_\odot$)[10, 11]，时约几万年，冲击波撞上它而急剧减速，绝热相终止[12]．

下面将讨论这类超新星遗迹在绝热相中的物理特性．我们的假设与 WL 的主要区别在于，冲击波前面的介质的密度不是平坦分布，而是幂律分布 (即负幂指数 n 不限为零)．

后面将会证明，在密度分布为 $\rho_1 = \rho' r^{-n}$ 的介质中，当 n 在包括 0 在内的一段区间中时，遗迹的演化都存在自相似解．由激波前沿压强 $P_s = 2\rho_1 V_s^2/(\gamma+1)$ 不难导出冲击波的动力学演化关系：

$$r_s = \left[\frac{(5-n)^2(\gamma+1)KE}{16\pi\rho'} \right]^{1/(5-n)} t^{2/(5-n)}, \quad V_s = \frac{2}{5-n} \frac{r_s}{t}, \tag{1}$$

式中 $K = 2\pi r_s^3 P_s/E$，E 是爆发能．若介质为星风，则 $n=2$，$\rho' = \dot{M}/(4\pi w)$，其中 $\dot{M}$ 是前身星的贡献于星风稀薄部分的质量损失率，w 是星风的速度．星风中冲击波的演化遵循

$$r_s = \left[\frac{9(\gamma+1)KEw}{4\dot{M}} \right]^{1/3} t^{2/3}, \quad V_s = \frac{2r_s}{3t}, \tag{2}$$

文中下标 s 表示激波前沿位置．给定 n 值，遗迹演化的流体力学方程组可以无量纲化为

$$(h-x)g' + gh' = Ak - \frac{2gh}{x} + ng, \tag{3}$$

$$\frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} \cdot f' + g(h-x)h' = h\left(\frac{3-n}{2} g - Ak \right), \tag{4}$$

$$g(h-x)f' - \gamma f(h-x)g' = (3-n\gamma)fg + Ak\left[\frac{(\gamma+1)^2}{4} gh^2 - \gamma f \right], \tag{5}$$

式中 $x = r/r_s$，$f(x) = P/P_s$，$g(x) = \rho/\rho_s$，$h(x) = v/V_s$，$k(x) = j/j_s$ (j 是单位体积中云块的蒸发率)，

$A=j_s r_s/V_s\rho_s$.

上列方程组存在自相似解的关键是 A 为一常数，或

$$j_s\propto r_s^{-n}t^{-1}. \tag{6}$$

通常，稳定饱和蒸发云的质量损失率表为[13]

$$\dot{m}_c\propto\{\rho^5T^{5[1+(1/2)M_s^2]}R_c^{11+M_s^2}\}^{1/(6+M_s^2)},$$

其中 R_c 为小云块的半径，M_s 为蒸发流的 March 数. 由于 $j\propto N_c\dot{m}_c$，于是激波前沿单位体积的蒸发率有比例关系

$$j_s\propto r_s^{-n}\{\rho_s^5T_s^{5[1+(1/2)M_s^2]}R_c^{11+M_s^2}\}^{1/(6+M_s^2)}.$$

而在激波前沿，气体温度、密度与时间关系分别为

$$T_s\propto V_s^2\propto t^{2(n-3)/(5-n)},\quad \rho_s\propto r_s^{-n}\propto t^{-2n/(5-n)}.$$

云块半径有 $R_c\propto P_s^{-1/3\gamma_c}\propto r_s^{1/\gamma_c}$，这里和 WL 一样，假设影响云块大小的主要因素是热气体的绝热压缩. 因而 $j_s\propto r_s^{-n}t^{-a}$，其中

$$a=\frac{2[-5n+5(n-3)(1+M_s^2/2)+(11+M_s^2)/\gamma_c]}{(5-n)(6+M_s^2)}, \tag{7}$$

指数 a 是参量 $(M_s^2,\ \gamma_c)$ 的函数. 若结块外围没有磁场，$M_s^2=2$[13]；若外围磁场存在，March 数可大为降低至 $M_s^2\ll 1$；至于中间的情形，可取 $M_s^2=1$. 处于绝热压缩状态中结块的绝热指数是 $\gamma_c=5/3$；若结块内部本身是由磁压支撑的，则 $\gamma_c=2$. 据以上情况的各种组合得到的结果，绘于图 1. 从图 1 中可见，当 $n\approx 0\sim 3$ 的范围内，指数 a 都接近于 1，即 (6) 式都基本上成立. 因此可以认为，当 $n\approx 0\sim 3$ 时，对于在有结块星周介质中膨胀的超新星遗迹而言，自相似解是一个很好的近似.

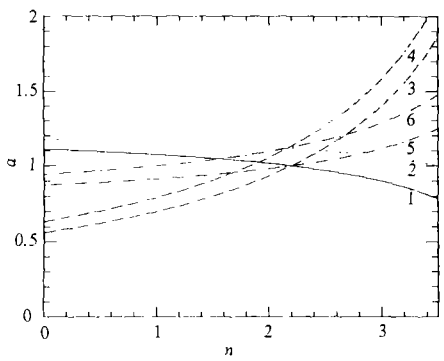

图 1　冲击波前沿单位体积蒸发率 $j_s\propto r_s^{-n}t^{-a}$ 中指数 a 随介质密度分布的幂指数 n 的变化关系

曲线 1, 2, 3, 4, 5, 6 分别对应参数 $(M_s^2,\ \gamma_c)$，取值为 (2, 5/3)，(2, 2)，(0, 5/3)，(0, 2)，(1, 5/3)，(1, 2)的情形

这时单位体积蒸发率可无量纲化为 $k(x)=l(x)f(x)^{5/6}$，其中无量纲化的结块密度 l 满足下式：

$$l'=\frac{5-n}{2\tau}\frac{lf^{5/6}}{x}. \tag{8}$$

在此自相似解中，常数 A 可重新写成

$$A=[(5-n)C/2\tau][(\gamma-1)/(\gamma+1)],$$

这里 τ 是结块蒸发特征时标和遗迹年龄的比值，C 是介质中结块内外气体质量的比值. 于是 (3) ~ (5)，(8) 式通过 k 构成完备的方程组，可在 $n=0\sim 3$ 范围内求解. 显然，当 $n=0$ 时，数学上就回到 WL 模型.

以下着重考虑 $n=2$ 情形. 此时冲击波前的

介质是前身星发出的不均匀自由星风，遗迹内部气体速度和温度的解析解可以很快导出．取 $\gamma=5/3$，从方程(3)，(4)，(5)中消去 f'，g'，得

$$h'=\left[\left(\frac{9}{16}-\frac{5h}{8x}\right)\left(\frac{f}{g}\right)-\frac{1}{2}h(h-x)+Ak\frac{4h}{3g}\left(h-\frac{3}{4}x\right)\right]\Big/\left[\frac{5}{16}\left(\frac{f}{g}\right)-(h-x)^2\right]. \quad (9)$$

从(3)，(5)式还可得

$$\left(\frac{f}{g}\right)'=-\frac{2}{3}\left(\frac{f}{g}\right)\frac{h'}{(h-x)}-\frac{4}{3}\left(\frac{f}{g}\right)\frac{[h-(3/4)x]}{x(h-x)}+$$

$$Ak\frac{16}{9g(h-x)}\left[h^2-\left(\frac{3}{4}\right)^2\left(\frac{f}{g}\right)\right]. \quad (10)$$

这就直接发现，$h=(3/4)x$ 和 $f/g=x^2$，即

$$v(r)=\frac{3}{4}\left(\frac{r}{r_s}\right)V_s,\quad T(r)=\left(\frac{r}{r_s}\right)^2T_s \quad (11)$$

是(9)，(10)式的解，并满足在激波前沿的边界条件．值得注意的是，这组解与均匀星风中的Sedov解[6]完全一样，而与代表着蒸发效应的因子 Ak 无关．这就意味着，在密度为 $\rho_1\propto r^{-2}$ 的介质里，(11)式总是成立的，既与小结块的分布无关，也与具体发生的蒸发机制无关．

在激波前沿($x=1$)的边界条件为：$f(1)=1$，$g(1)=1$，$h(1)=2/(\gamma+1)$，$l(1)=1$．当 $\gamma=5/3$，对常微分方程组(3)，(4)，(5)，(8)求数值解，该数值解依赖于参数(C，τ)的具体取值．图2给出了分别在 $\tau=2$，$\tau\to\infty$，而 C/τ 取不同值时，遗迹内 $\rho(r)$，$P(r)$ 的分布．在(C，τ)取不同值时

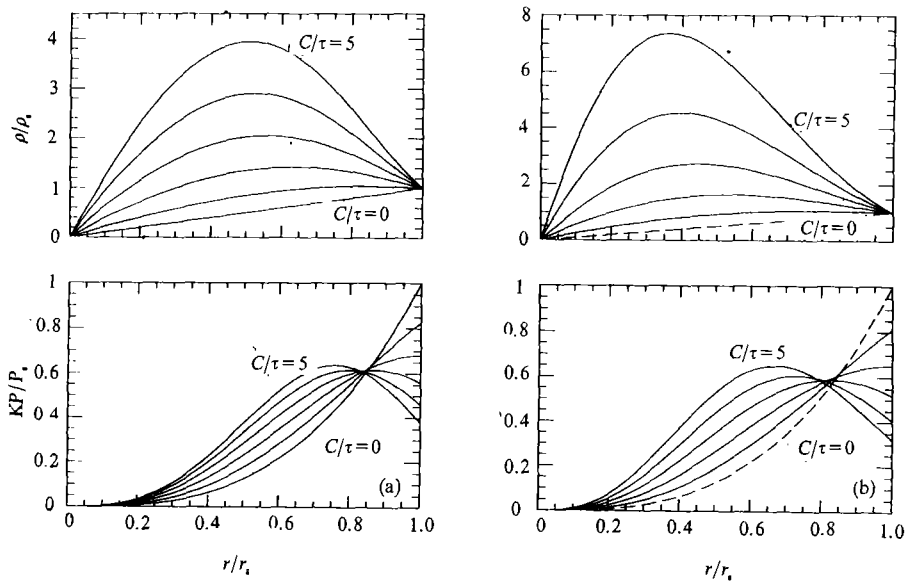

图2 冲击波后面气体密度、压强随半径的分布

(a) $\tau=2$，$C=0$，2，4，6，8，10；(b) $\tau\to\infty$，$C/\tau=0$，1，2，3，4，5

得到的 $K=2\pi r_s^3 P_s/E$ 的值列于表 1. 从图 2 可见，当 C 值增大，$\rho(r)$ 随之增大，且靠近遗迹中心处的热气体也聚集得越来越密.

表 1　积分常数 K[a)]

C	$\tau=0.1$	$\tau=0.5$	$\tau=1.0$	$\tau=5.0$	$\tau=10.0$	$\tau=50.0$	$\tau=100.0$	C/τ	$\tau\to\infty$
0.5	0.725	0.860	0.917	0.981	0.990	0.998	0.999	0.0	1.000
1.0	0.561	0.742	0.840	0.962	0.980	0.996	0.998	0.5	0.903
2.0	0.380	0.562	0.704	0.924	0.961	0.992	0.996	1.0	0.813
5.0	0.188	0.289	0.426	0.819	0.905	0.980	0.990	2.0	0.651
10.0	0.101	0.143	0.216	0.664	0.816	0.961	0.980	4.0	0.406
20.0	0.052	0.066	0.091	0.430	0.658	0.922	0.961	6.0	0.248
50.0	0.020	0.023	0.029	0.129	0.332	0.813	0.903	8.0	0.151
100.0	0.010	0.011	0.012	0.036	0.112	0.623	0.813	10.0	0.093

a) $K=(\gamma-1)\Big/\int_0^1 x^2[2f+(\gamma+1)^2 gh^2/2]\mathrm{d}x$

2　观测特性

为探讨本模型中遗迹表面 X 射线亮度分布，我们计算了热气体柱辐射量度：

$$EM(b)=2n_s^2 r_s\int_{b/r_s}^1\left[xg^2\Big/\sqrt{x^2-(b/r_s)^2}\right]\mathrm{d}x,$$

其中 b 是从遗迹中心到视线的垂直距离，即常称的碰撞参量，结果绘制于图 3 中. 从图 3 可见，当 $C>1$，且 $\tau>1$，即当介质的大部分质量集中于结块中，且结块的蒸发时标相当长时，遗迹中心附近的 X 射线亮度比边缘的亮很多，这一点与 WL 的情况相似；然而遗迹中心 ($b=0$) 不是 X 射线最亮之处，这与 WL 却有着明显的差异. 当然，遗迹内部温度分布 $T/T_s=x^2$ 可能会在 X 射线亮度分布上产生一种反趋势，使得边缘的 X 射线亮度比 WL 的亮一点. 不过，还须考虑遗迹内气体具体的温度范围及温度沿视线的平均效应，因而该趋势通常不显著. 计算表明，当 $\tau=2$，$\tau\to\infty$ 时，以柱辐射量度加权平均的温度在中心附近分别只低到 $0.3T_s$，$0.1T_s$；如果 $T_s\approx 1$ keV 或更高，则冷却函数 Λ 在整个直径范围内几乎是不变的[14].

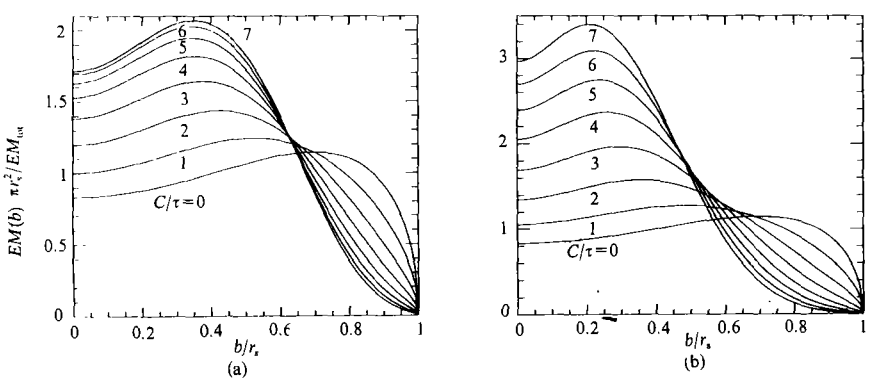

图 3　规一化的柱辐射量度 $EM(b)\pi r_s^2\Big/\int_0^r 4\pi r^2 n^2\mathrm{d}r$ 随参数 b（遗迹中心至视线垂直距离）的分布

(a) $=\tau=2$，$C=0$，2，4，6，8，10，12，14；(b)$\tau\to\infty$，$C/\tau=0$，1.0，2.0，3.0，4.0，5.0，6.0，7.0，图中 EM_{tot} 是总的体辐射量度

现把冲击波前介质中较稀薄部分气体的数密度写成 $n_1=n_{pc}(r/1\mathrm{pc})^{-2}$, 其中 $n_{pc}\simeq 0.23[(\dot{M}/w)/(10^{-6}M_\odot\cdot \mathrm{a}^{-1}/10\,\mathrm{km}\cdot\mathrm{s}^{-1})]$. 遗迹内气体的温度通常为 $\approx 10^6\sim 10^8\,\mathrm{K}$, 其 X 射线亮度为

$$L_x=\int_0^{r_s}4\pi r^2 n_e n_H \Lambda_x(r)\mathrm{d}r=4\pi r_s^3 10.5 n_1^2\Lambda_x\int_0^1 x^2 g(x)^2\mathrm{d}x=$$

$$3.9\times 10^{28}\,\mathrm{J}\cdot\mathrm{s}^{-1}\left(\frac{r_s}{1\mathrm{pc}}\right)^{-1}n_{pc}^2\left(\frac{\Lambda_x}{1\times 10^{-29}\mathrm{J}\cdot\mathrm{cm}^{-3}\cdot\mathrm{s}^{-1}}\right)\int_0^1 x^2 g(x)^2\mathrm{d}x=$$

$$7.8\times 10^{27}\,\mathrm{J}\cdot\mathrm{s}^{-1}\left(\frac{r_s}{1\mathrm{pc}}\right)^{-1}n_{pc}^2\left(\frac{\Lambda_x}{1\times 10^{-29}\mathrm{J}\cdot\mathrm{cm}^{-3}\cdot\mathrm{s}^{-1}}\right)Q\left(1+\frac{C}{1+\tau}\right)^2, \tag{12}$$

式中 $Q=5\int_0^1 x^2 g(x)^2\mathrm{d}x/[1+C/(1+\tau)]^2$, Q 的数值列于表 2.

以体辐射量度为权重对整个遗迹内气体的温度作平均, 取不同参数 $(C,\ \tau)$ 所得的遗迹平均温度

$$\langle T\rangle=\int_0^{r_s}4\pi r^2\rho^2 T\mathrm{d}r\Big/\int_0^{r_s}4\pi r^2\rho^2\mathrm{d}r=T_s\int_0^1 x^2 g f\mathrm{d}x\Big/\int_0^1 x^2 g^2\mathrm{d}x,$$

列于表 3.

不计结块边缘正在蒸发过程中的较冷的气体, 则辐射 X 射线的物质的总质量为

$$M_x=4\pi r_s^3\rho_s\int_0^1 x^2 g(x)^2\mathrm{d}x=0.31\,M_\odot n_{pc}\left(\frac{r_s}{1\mathrm{pc}}\right)\left(1+\frac{C}{1+\tau}\right)G, \tag{13}$$

式中 $G=4\int_0^1 x^2 g(x)\mathrm{d}x/[1+C/(1+\tau)]$, 其具体值见于表 4.

遗迹内由热气体加热的尘埃颗粒发出的红外光度为(参见 WL[1] 相关推导):

$$L_{IR}=\int_0^{r_s}4\pi r^2(5.4\times 10^5)n_e(dn_1 m_H)\mathrm{d}r=$$

$$9.3\times 10^{29}\,\mathrm{J}\cdot\mathrm{s}^{-1}\left(\frac{d}{0.01}\right)\left(\frac{r_s}{1\mathrm{pc}}\right)n_{pc}^2 Q\left(1+\frac{C}{1+\tau}\right)^2, \tag{14}$$

式中 d 是尘埃与气体质量比. 而正在蒸发却未被电离的氢原子会在光学波段发出较多的 Hα 辐射, 其光度为

$$L_{H\alpha}=h\nu_{H\alpha}\frac{FX_H}{m_H}\,4\pi r_s^3 j_s\int_0^1 x^2 k(x)\mathrm{d}x=3h\nu_{H\alpha}\frac{FX_H}{m_H}\,\frac{C}{\tau}\,[\pi\rho_1 r_s(\gamma+1)KE]^{1/2}\int_0^1 x^2 k(x)\mathrm{d}x=$$

$$2.5\times 10^{28}\,\mathrm{J}\cdot\mathrm{s}^{-1}\left(\frac{F}{0.3}\right)\left(\frac{X_H}{0.75}\right)n_{pc}^{1/2}\left(\frac{r_s}{1\mathrm{pc}}\right)^{-1/2}\left(\frac{E}{10^{44}\,\mathrm{J}}\right)^{-1/2}S, \tag{15}$$

式中 $F\approx 0.3$ 是平均每电离一次氢原子所产生的 Hα 光子数, X_H 是气体中氢原子所占的质量比例, $S=(C/\tau)K^{1/2}\int_0^1 x^2 k(x)\mathrm{d}x$ 的值列于表 5.

表 2　X 射线光度中的数值系数 Q [a)]

C	$\tau=0.1$	$\tau=0.5$	$\tau=1.0$	$\tau=5.0$	$\tau=10.0$	$\tau=50.0$	$\tau=100.0$	C/τ	$\tau\to\infty$
0.5	0.934	0.796	0.784	0.891	0.936	0.985	0.992	0.0	1.000
1.0	0.932	0.724	0.673	0.805	0.880	0.971	0.985	0.5	0.567
2.0	0.960	0.720	0.588	0.677	0.786	0.943	0.970	1.0	0.418
5.0	1.030	0.934	0.688	0.486	0.600	0.869	0.929	2.0	0.342
10.0	1.064	1.241	1.102	0.405	0.453	0.768	0.867	4.0	0.509
20.0	1.091	1.542	1.796	0.529	0.375	0.625	0.766	6.0	1.136
50.0	1.186	1.909	2.665	2.452	0.705	0.425	0.571	8.0	2.812
100.0	1.244	1.975	3.244	8.366	3.505	0.349	0.422	10.0	6.938

a) $Q=5\int_0^1 x^2 g(x)^2 \mathrm{d}x/[1+C/(1+\tau)]^2$

表 3　遗迹内气体加权平均温度〈T〉的数值系数 [a)]

C	$\tau=0.1$	$\tau=0.5$	$\tau=1.0$	$\tau=5.0$	$\tau=10.0$	$\tau=50.0$	$\tau=100.0$	C/τ	$\tau\to\infty$
0.5	0.690	0.806	0.878	0.971	0.985	0.997	0.999	0.0	1.000
1.0	0.523	0.655	0.769	0.942	0.970	0.994	0.997	0.5	0.852
2.0	0.351	0.455	0.592	0.885	0.941	0.988	0.994	1.0	0.717
5.0	0.175	0.218	0.299	0.729	0.855	0.970	0.985	2.0	0.495
10.0	0.095	0.112	0.143	0.518	0.723	0.940	0.970	4.0	0.227
20.0	0.049	0.055	0.065	0.262	0.507	0.881	0.940	6.0	0.109
50.0	0.020	0.021	0.024	0.061	0.175	0.719	0.852	8.0	0.056
100.0	0.010	0.011	0.011	0.020	0.047	0.497	0.718	10.0	0.031

a) 平均温度的比例标度为 $(0.714/K)\,T_s$

表 4　发射 X 射线气体质量的数值系数 G [a)]

C	$\tau=0.1$	$\tau=0.5$	$\tau=1.0$	$\tau=5.0$	$\tau=10.0$	$\tau=50.0$	$\tau=100.0$	C/τ	$\tau\to\infty$
0.5	0.975	0.908	0.897	0.948	0.969	0.993	0.997	0.0	1.000
1.0	0.973	0.870	0.838	0.904	0.942	0.986	0.993	0.5	0.766
2.0	0.981	0.862	0.786	0.834	0.893	0.973	0.986	1.0	0.664
5.0	1.006	0.950	0.823	0.715	0.788	0.936	0.966	2.0	0.598
10.0	1.022	1.074	0.996	0.651	0.691	0.883	0.935	4.0	0.674
20.0	1.043	1.199	1.251	0.704	0.626	0.802	0.882	6.0	0.907
50.0	1.092	1.336	1.550	1.315	0.771	0.670	0.769	8.0	1.300
100.0	1.113	1.366	1.736	2.420	1.494	0.604	0.667	10.0	1.869

a) $G=4\int_0^1 x^2 g(x)\mathrm{d}x/[1+C/(1+\tau)]$

表 5　Hα 光度的数值系数 S [a)]

C	$\tau=0.1$	$\tau=0.5$	$\tau=1.0$	$\tau=5.0$	$\tau=10.0$	$\tau=50.0$	$\tau=100.0$	C/τ	$\tau\to\infty$
0.5	0.238	0.130	0.077	0.018	0.009	0.002	0.001	0.0	0.000
1.0	0.428	0.259	0.157	0.036	0.018	0.004	0.002	0.5	0.095
2.0	0.718	0.506	0.320	0.072	0.036	0.007	0.004	1.0	0.197
5.0	1.266	1.117	0.818	0.187	0.093	0.018	0.009	2.0	0.427
10.0	2.325	1.821	1.542	0.400	0.192	0.037	0.018	4.0	1.006
20.0	5.247	2.864	2.570	0.896	0.413	0.075	0.037	6.0	1.774
50.0	5.513	3.336	4.675	2.699	1.259	0.196	0.094	8.0	2.769
100.0	0.012	6.326	5.694	5.263	3.151	0.424	0.196	10.0	4.029

a) $S=(C/\tau)K^{1/2}\int_0^1 x^2 k(x)\mathrm{d}x$

从图3看到，在含结块星风中超新星遗迹若有适当蒸发，其X射线形态呈边缘暗、中间亮，而绕中心点的一环区最亮．若实际星周条件比文中理想球对称分布更复杂或多变些，可预计中间亮的特征不变，而在偏离中心的断续区域较亮．所以有些超新星遗迹可能与本模型有关，如MSH11-62, Kes27, Kes79[15]和HB3[16]等，．已有学者提出MSH11-62的前身星为大质量恒星，形成过不均匀星周介质[17]．将来观测数据较完备时，可作定量计算．

致谢 对彭秋和教授在大质量恒星的演化方面的有益讨论，作者深表感谢

参 考 文 献

1 White R L, Long K S. Supernova remnant evolution in an ISM with evaporating cloud. ApJ, 1991, 373(2): 543～555

2 Long K S, Blair W P, White R L *et al*. W28 and 3C400.2: two shell-like radio SNRs with centrally peaked X-ray morphologies. ApJ, 1991, 373(2): 567～578

3 Rho J H, Petre R, Schlegel E M *et al*. An X-ray and optical study of the SNR W44. ApJ, 1994, 430(2): 757～773

4 Kudritzki R P, Hummer D G. Quantitative spectroscopy of hot stars. ARA&A, 1990, 28: 303～345

5 Chiosi C. Nucleosynthesis and chemical evolution. In: Hauck B, Maeder A, Meynet G. eds. Sixteenth Advanced Course of the Swiss Society of Astronomy and Astrophysics SaasFee. Switzerland Geneva Observatory, 1986. 197～428

6 Ostriker J P, McKee C F. Astrophysical blastwaves. Rev of Mod Phys, 1988, 60(1): 1～68

7 Doom C, de Greve J P, de Loore C. Stellar evolution in the upper H-R diagram. ApJ, 1986, 303(1): 136～145

8 Schild H, Maeder A. W-R stars in clusters: the initial stellar masses and evolutionary connections between subtypes. A&A, 1984, 136(2): 237～242

9 Schaller G, Schaerer D, Meynet G *et al*. New grids of the stellar models from 0.8 to 120 $M_\odot$ at z=0.020 and z=0.001. A&AS, 1992, 96(2): 269～331

10 Castor J, McCray R, Weaver R. Interstellar bubbles. ApJ, 1975, 200(2): L107～L110

11 Weaver R, McCray R, Castor J *et al*. Interstellar bubbles II structure and evolution. ApJ, 1977, 218(2): 377～395

12 Wheeler J G, Mazurek T J, Sivaramakrishnan A. Supernovae in molecular clouds. ApJ, 1980, 237(3): 781～792

13 Cowie L L, McKee C F. The evaporation of spherical clouds in a hot gas I classical and saturated mass loss rates. ApJ, 1977, 211(1): 135～146

14 Hamilton A J S, Sarazin C L, Chevalier R A. X-ray line emission from SNRs I models for adiabatic remnants. ApJS, 1983, 51(1): 115～148

15 Seward F D. Einstein observations of galactic SNRs. ApJS, 1990, 73(4): 781～819

16 Venkatesan D, Leahy D A, Galas C M F *et al*. Einstein X-ray observations of the SNR HB3. MNRAS, 1984, 208: 25P～27P

17 Tuohy I R, Clark D H, Burton W M. The peculiar X-ray morphology of the SNR G292.0+1.8: evidence for an asymetric supernova explosion. ApJ, 1982, 260(2): L65～L68