中 国 科 学
1988 年 12 月　　A 辑　　第 12 期

超新星爆发与原初云的质量流失

马　骐
(中国科学院北京天文台)
俞允强
(北京大学物理系)
陈　时
(中国科学院理论物理研究所，北京)

提　要

本文着重研究了超新星爆发对矮星系演化的反馈作用．指出，单个超新星在外壳层中爆发，导致气体的逐渐丢失，可能是反馈的主要形式，现在观测到的矮星系可能是由较高密度的原初云在丢失了大量气体后形成的．

关键词：宇宙学，星系形成，星系演化，超新星

一、引　言

星系的形成和演化是天体物理学中尚未解决的最重要问题之一．近年来，宇宙学取得了巨大进展，从而大大推动了星系早期演化的研究．

星系形成理论的一大困难是未能从原初扰动的发展导出星系的质量范围．绝热模型给出的 Silk 质量[1]比单个星系的质量大很多，而等温模型或暗物质模型给出的最小质量又比单个星系的小很多．星系质量的上限取决于冷却时标与塌缩时标之比[1]，而星系质量的下限问题至今仍未解决．复合时的 Jeans 质量只有 $10^6 M_\odot$，相当于现在的球状星团．可是，球状星团总是存在于星系之内，而且它的一些性质与它在星系中的位置有关，从而否定了它作为原初小尺度扰动直接产物的可能性[2]．

关于近邻星系性质的研究，常能对星系早期的演化历史提供有用的线索，特别是对矮椭星系的研究更与星系的质量下限问题密切相关．近来来，随着观测水平的提高，对矮星系的研究取得了较大进展．除了本星系群中的矮星系外，Binggeli 等人[3]又研究了室女星系团中的矮星系，从而大大增多了矮星系的观测样品．结果表明，暗于－18 等的星系占星系总数的大部分，已发现的最暗星系的兰星等仅为－7 等 ($10^5 L_\odot$)．

在一级近似下，星系的性质可用两个参数来描述．观测可以给出星系的有效半径 R_e (或

本文 1987 年 8 月 17 收到．

平均面光度)和一维弥散速度 σ. 对于满足 1/4 光度分布律的球形系统,其 Virial 质量 M、相应的半径 R 和速度 V 可表示为[4]

$$\mathbf{M} = 2.093 \times 10^3 \sigma^2 R_e,$$
$$\mathbf{R} = 3R_e,$$
$$\mathbf{V} = \sqrt{3}\,\sigma, \tag{1}$$

这里 M 用 $M_\odot$, R 用 pc, V 和 σ 用 km/s 为单位(下式同).

Vader[4], Dekel 和 Silk[5] 找到正常星系和矮星系的弥散速度与质量之间有经验规律

$$\sigma = \beta \mathbf{M}^{\Omega}, \tag{2}$$

其中 $\beta = 0.4771$, $\Omega = 0.2323$, 正常星系;

$\beta = 0.04882$, $\Omega = 0.3008$, 矮星系.

由观测值和经验规律(2)式算出的面密度 ($\propto \mathbf{M}/\mathbf{R}^2$) 和体密度 ($\propto \mathbf{M}/\mathbf{R}^3$) 分别表示在双参数图 1 和 2 上,横坐标均为星系质量. 代表正常星系的曲线已从经验范围外推到低质量范围. 据此,我们可以对矮星系的前身提出两种不同的模型:

1. 高密云模型. 矮椭星系的密度比正常星系密度的外插值低三个量级左右, 其面密度也明显低于正常星系面密度的外插值. 此外,矮星系的重元素丰度也随质量的变小而下降[5]. 所有这些情况可能暗示了今天的矮星系曾在演化中有显著的质量流失, 原初矮星系云的面密度和体密度要比今天的观测值大. 出于这种猜想, 我们尝试把正常星系曲线的低质量外推部分当作原初矮星系云参量的代表, 以后称之为高密云模型(简称 HD 云). 讨论了在它们的演化过程中超新星爆发的反馈作用. 我们发现,由于这种反馈,矮 HD 云在演化中确实会有显著的质量丢失. 这自然会带来密度、面密度和重元素丰度的下降. 而对大质量系统,这种机制不会造成明显的后果.

2. 低密云模型. 另一方面,由图 2 看来,两类观测天体的体密度大致相同. 而 Virial 系统的动力学时标与密度的关系是

$$\mathrm{tg} \propto \rho^{-1/2}, \tag{3}$$

因此,如果认为 Virial 系统是由原初正密度扰动经无耗散塌缩演化而成的,那么,现在观测到的大致相同的密度有可能标志着原初云开始塌缩时有大致相同的密度, 以及两类天体的演化时标大致一样. 基于这样的设想,可以把矮星系的经验曲线当作原初矮星系云的代表,下面把

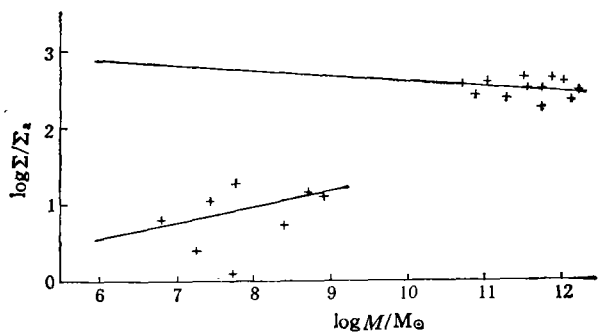

图 1 星系面密度与星系质量的双参数图

(图中+字代表单个星系的观测值,直线是由经验规律(2)式计算所得,代表正常星系的直线已外推到低质量范围; $\Sigma_\odot \equiv 1 M_\odot (pc)^{-2}$)

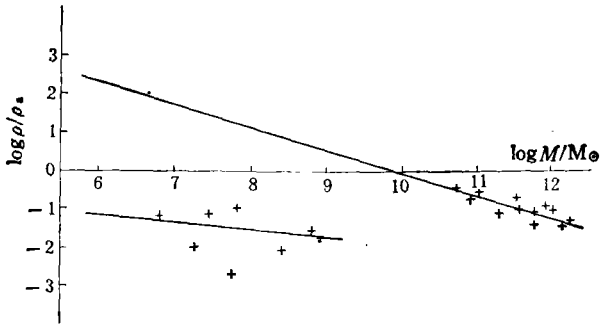

图 2　星系体密度与星系质量的双参数图
(说明同图 1；$\rho_0 \equiv 1 M_\odot (pc)^{-3}$)

这样的模型称为低密云模型(简称 LD 云)．用同样的理论处理可以得到，LD 云将因超新星爆发导致的严重质量丢失而瓦解，不可能演化成今天存在的矮星系．

二、超新星爆发对气体的驱赶作用

对于小尺度扰动，由于冷却时标远小于塌缩的动力学时标，所以系统的塌缩和恒星形成都是必然要发生的[1]．恒星的形成和演化又一定会对系统的发展产生反馈，其中就我们感兴趣的方面而言，超新星的爆发起着关键的作用．超新星爆发产生的激波加热并驱动了气体，使之有可能摆脱系统的引力而逃逸．在一定的背景密度下，一次超新星爆发能使多少气体加速到逃逸速度以上，以及这个过程持续的有效时间是问题的两个重量的特征量．

激波的传播可近似地认为无能耗的阶段由 Sedov 解[6]描述．这阶段常被称为绝热相．波阵面半径 R 随时间的变化为

$$R = \xi_0 \left(\frac{E_0}{\rho_0}\right)^{1/5} t^{2/5}, \tag{4}$$

其中 E_0 是激波总能量，ρ_0 是受激波影响前的气体密度．ξ_0 是描述波阵面的无量纲参量，由气体的比热比 γ 决定[6]：

$$\xi_0 = \left[\frac{75}{16\pi} \frac{(\gamma-1)(\gamma+1)^2}{3\gamma-1}\right]^{1/5}. \tag{5}$$

波阵面后方的气体密度 ρ_1 和温度 T_1 及流体速度 v_1 可由强激波极限条件给出：

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \frac{\gamma+1}{\gamma-1}\rho_0, \\ T_1 &= \frac{1}{R_g}\frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2}\mu\left(\frac{dR}{dt}\right)^2, \\ v_1 &= \frac{2}{\gamma+1}\frac{dR}{dt}, \end{aligned} \tag{6}$$

其中 R_g 是摩尔气体常数，μ 是等效原子量．

随激波的传播，T_1 和 v_1 都逐渐下降．在绝热相后期，各种辐射机制开始有效地耗散被加热气体的能量．在我们涉及的温度范围内 (10^5—10^6K)，起主要作用的是离子的谱线辐射，它的辐射功率密度为[5]

$$J_1 = 3 \times 10^{-31} \lambda n_1^2 T_1^{-1} \mathrm{Js^{-1}m^{-3}}, \tag{7}$$

式中的 λ 与重元素丰度有关,对原初云我们就象对矮椭星系一样取 $\lambda = 1$. n_1 是激波后的数密度,单位为 $\mathrm{m^{-3}}$. 把绝热相结束的时刻 τ_A 定义为辐射消耗掉激波总能量的一半所需的时间[1]. 于是可得 τ_A 与背景数密度 n_0 的关系为

$$\tau_A = 19.05 \times 10^7 n_0^{-9/17} \mathrm{a},$$

其中 n_0 的单位是 $\mathrm{m^{-3}}$. 在计算中我们取了 $E_0 = 10^{44}\mathrm{J}$, $\mu = 0.64$, $\gamma = 5/3$.

对于大质量星系云, $t = \tau_A$ 时激波中气体的速度 v_1 已低于星云的逃逸速度 V. 这表明,激波可能有效地加速气体的阶段整个地处于绝热相. 对我们所关心的小质量星系云, $t = \tau_A$ 时激波中气体的速度仍高于星云的逃逸速度. 因此必须考虑激波在能量被损耗掉一半以上时的行为. 这阶段常被称为激波的辐射相. 对处于辐射相的激波我们近似地认为波区中心的压强已充分降低,当略去它对气体的推动力时,激波传播在任一方向上将有动量守恒. 以 $t = \tau_A$ 为辐射相的起点,我们有

$$M_r v_{1r} = M_A v_{1A} = \frac{8\pi}{3(\gamma+1)} \rho_0 R_A^3 \left(\frac{dR}{dt}\right)_A, \tag{9}$$

其中 M 是被驱动气体的质量,所有带下标 A 的量为相应的量在 τ_A 时刻的值,下标 r 代表辐射相. 注意到强激波条件仍然适用,即仍有

$$v_1 = \frac{2}{\gamma+1} \frac{dR}{dt}.$$

(9)式可当作激波波阵面传播的微分方程求解,得

$$R = R_A \left(\frac{8}{5} \frac{t}{\tau_A} - \frac{3}{5}\right)^{1/4}, \tag{10}$$

这就是辐射相激波传播的近似公式. $v_1 = \mathrm{V}$ 时,各相应的量为

$$M_V = \frac{16\pi}{15(\gamma+1)} \rho_0 R_A^4 \tau_A^{-1} V^{-1},$$

$$R_V = \left(\frac{3M_V}{4\pi\rho_0}\right)^{1/3},$$

$$\tau_V = \left[\frac{5}{8}\left(\frac{R_V}{R_A}\right)^4 + \frac{3}{8}\right] \tau_A.$$

计算表明,在矮 HD 云中,一次超新星爆发能把几千个太阳质量的气体加速到逃逸速度以上,加速的有效时间约为 10^4a, 随着星系云总质量的增大 M_V 和 τ_V 都单调下降. 而在 LD 云中,相应的 M_V 值大几倍到十倍, τ_V 的值大几十到一百倍. 因此可以预料,在 LD 云模型中超新星爆发的反馈作用将强烈得多.

三、超新星爆发率和星云气体的流失

按讨论星系演化的习用方法,我们用初始质量函数和恒星形成率来唯象地讨论超新星爆

1) 把辐射累计消耗掉激波总能量的一半的时刻定义为绝热相和辐射相的界限是沿用许多人的做法. 范祖辉和俞允强用微扰方法表明,当辐射累计消耗掉总能量的十分之一时激波已进入辐射相,但这两种取法对被驱赶气体的总质量 M_V 和冷却时间 τ_V 的影响只相差一个 2—3 的因子(即将发表于 1988 年的天体物理学报). 因为本文结果只有量级意义,所以在等效意义下,采用上述简化取法是合理的.

发率．近似地用单一幂律来描述初始质量函数

$$\phi(m) = Am^{-2.35}, \tag{12}$$

其中 m 以 $M_\odot$ 为单位．设形成恒星的质量范围为 0.2—30$M_\odot$，则归一常数 A = 0.241．

不同质量的恒星寿命采用公式[7]

$$\log t_m = 10.02 - 3.57\log m + 0.901(\log m)^2, \tag{13}$$

t_m 的单位是 a．质量在 8—30$M_\odot$ 的重恒星寿命为 5.2×10^6—3.4×10^7a，其死亡将导致 II 型超新星爆发，抛射出平均为 10$M_\odot$ 的气体，形成平均质量约为 4$M_\odot$ 的中子星或黑洞遗迹．质量小于 1$M_\odot$ 的轻恒星寿命与宇宙年龄相当或更长，一旦形成就会存活至今．介于二者之间的恒星将以多种形式丢失质量而形成质量 $\lesssim$1.4$M_\odot$ 的白矮星．

超新星爆发率对恒星形成率 $f(t)$ 较敏感．令

$$f(t) = \alpha Mg(t), \tag{14}$$

其中 $g(t)$ 为 t 时刻星系云中气体含量与星系云初始总质量 M 的比值，α^{-1} 代表恒星形成时标，通常认为星系云中的恒星形成时标与星系云的塌缩时标 t_g 同量级或更长，

考虑到恒星寿命，单位星系云质量的超新星爆发率为

$$N(t) = \begin{cases} 0, & t \leqslant t_{30}, \\ \int_0^t dt' \int_{m(t)}^{30} dm\alpha g(t')\phi(m)\delta(t'-t+t_m), & t_{30} < t < t_8, \\ \int_0^t dt' \int_8^{30} dm\alpha g(t')\phi(m)\delta(t'-t+t_m), & t \geqslant t_8, \end{cases} \tag{15}$$

其中 t_m 及 $m(t)$ 由(13)式给出．当 $t > t_{30}$，$N(t)$ 可化为

$$N(t) = \alpha \int_{\min(t,t_8)}^{t_{30}} dt_m g(t-t_m)\phi(t_m)\frac{dm}{dt_m}. \tag{16}$$

关于 $g(t)$ 的变化我们考虑三个因素：恒星形成，超新星爆发导致的气体回收以及超新星爆发导致的气体逃逸．

在星系云中心爆发的超新星由于被其加速的气体无法逃逸，只提供平均为 10$M_\odot$ 的回收气体，而落在星系云边缘厚度$\leqslant R_V$ 的壳层内的超新星则除了提供回收气体外，还将使被其加速的部分气体逃逸．由于在小质量星系中 R_V 与星系云的 Virial 半径 R 可以比拟，这部分逃逸气体的数量不可忽视．

超新星爆发发生在壳层的几率是

$$\delta = 1 - (1 - R/R_V)^3, \tag{17}$$

如果设想，超新星爆发的激波会把朝向星云表面的某个锥形区域中的气体驱赶走，可以大致估算出这样的锥体中的气体量与 M_V 之比的平均值 $\eta \simeq 0.06$．基于这样的机制，一次超新星爆发可以引起的气体流失量为

$$\beta = \delta\eta M_V. \tag{18}$$

对于气体流失量不太大的系统，气体的减少主要是形成恒星，这样可以近似地认为系统的 Virial 平衡不会破坏，其 Virial 速度和半径保持不变．即使如此，R_V 和 M_V 都是随星系云内气体密度的减少而增大的量，因此随着时间的增长 β 会增大：

$$\beta(t) = \delta(t)\eta M_V(t)$$

$$= \left[1 - \left(1 - \frac{R_V(0)}{R} g(t)^{-19/51}\right)^3\right] \eta M_V(0) g(t)^{-2/17}. \tag{19}$$

在 $R_V/R \simeq O(10^{-2})$ 的情况下，

$$\beta(t) \simeq \beta(0) g(t)^{-25/51}. \tag{20}$$

这样，星系云中气体量的变化方程可写为

$$\frac{dg(t)}{dt} = -\alpha g(t) + 10M_\odot \times N(t) - \beta(t)N(t). \tag{21}$$

(16)和(21)式的联立构成了完备的方程组．我们将对此求数值解．

超新星爆发导致星系云气体流失还有另一种可能的机制：在超新星加速气体的有效时间内有很多个超新星一起爆发，一起加速气体，以使星系云内存留的全部气体同时被加速到逃逸速度以上，一次逸出星系云．这要求有

$$N(t) \cdot \chi \geqslant g(t), \tag{22}$$

这里，我们定义了 $\chi \equiv M_V \cdot \tau_V$，这是一个表征星系云中超新星驱赶气体总能力的特征量．由于 M_V 和 τ_V 都随着星系云内气体密度的减小而增大，因此 χ 是随时间单调增长的函数．这样，虽然星系云内气体含量较多时不等式(22)不能成立，但随着时间的推移它却有可能在某一时刻得到满足．如果发生这种情况，星系云内将不再有气体，恒星不再形成，方程(21)不再成立．此后的超新星爆发抛出的气体将不受任何阻力全部逸出星系云．最后，星系云内留下的是超新星残骸——中子星或黑洞，中等大小恒星的残骸——白矮星以及长寿命的轻恒星．

四、计算结果的分析及讨论

为定量地表征超新星爆发导致气体流失的两种可能机制都随着星系云总质量的增大而减少的趋势，我们在图 3 中给出了 $\log\beta(0)-\log M$ 和 $\log\chi(0)-\log M$ 的曲线．在 HD 云的曲

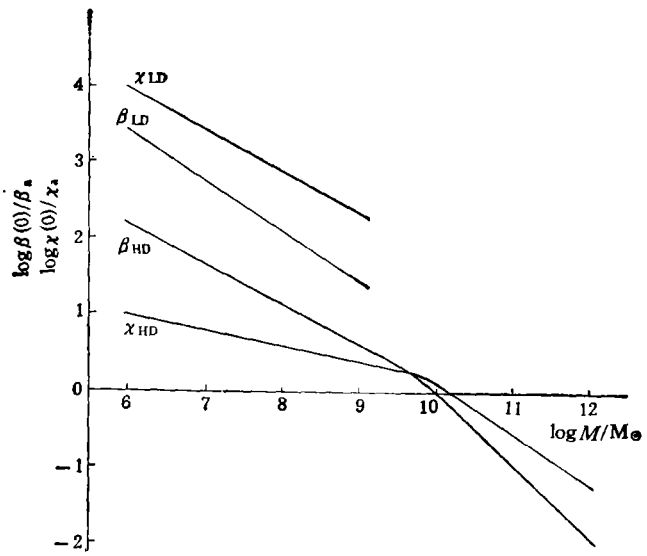

图 3 χ 和 β 作为星系云总质量的函数，计算中采用了 $t=0$ 时刻的密度
(下标 HD 和 LD 分别标记高密云和低密云模型；
$\beta_* \equiv M_\odot$, $\chi_* \equiv 10^7 a \cdot M_\odot$)

线中我们还给出了正常星系的 $\beta(0)$ 和 $\chi(0)$ 的值，由于正常星系中超新星加速气体的阶段全部处于绝热相中，$\beta(0)$ 和 $\chi(0)$ 的下降更陡．可以看到 LD 云的 $\beta(0)$ 和 $\chi(0)$ 值都要比同质量的 HD 云的大很多．这些结果表明，原初云的质量愈小，超新星的反馈愈严重，星云气体的流失愈显著，而 LD 云中这种反馈又比 HD 云中强烈得多．

我们以 $10^7 M_\odot$ 的星系云为例，给出联立方程求解的结果，特别对 α 的不同取值和 HD 云与 LD 云的情形作了比较．

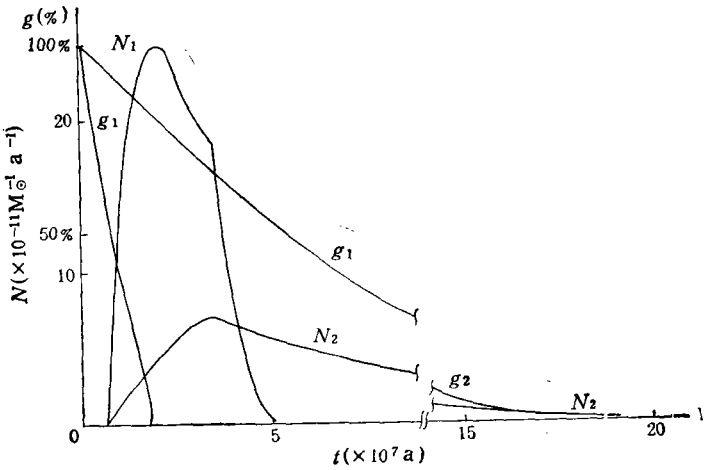

图 4　$M = 10^7 M_\odot$ 的高密云中气体含量和超新星爆发率随时间的变化
（下标 1 和 2 分别标记 $\alpha = t_g^{-1}$ 和 $0.1 t_g^{-1}$ 的情形）

图 4 给出 $10^7 M_\odot$ 的 HD 云中 $N(t)$ 和 $g(t)$ 随时间的变化．α 分别取为 $t_g^{-1} = 0.94 \times 10^{-7} a^{-1}$ 和 $0.1 t_g^{-1}$．$\alpha = t_g^{-1}$ 时在第一颗超新星爆发前已有大量气体形成恒量，$N(t)$ 较快地达到极大值，高恒星形成率和边缘流失（累计将近 20%）使气体迅速减少，并在 $N(t)$ 较大时使大约 5%

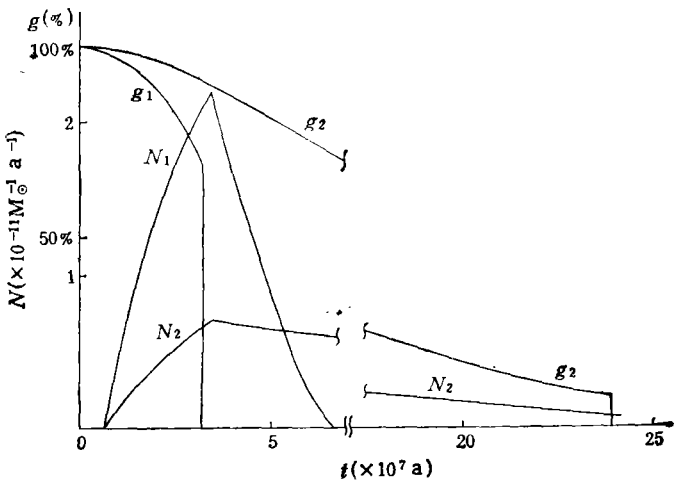

图 5　$M = 10^7 M_\odot$ 的低密云中气体含量和超新星爆发率随时间的变化
（下标 1 和 2 分别标记 $\alpha = t_g^{-1}$ 和 $0.3 t_g^{-1}$ 的情形）

的气体发生突发性逃逸．而 $\alpha = 0.1t_g^{-1}$ 时，恒星形成慢，$N(t)$ 极大出现较迟，峰值也低，突发性的完全逃逸现象并不出现，但在较长的演化过程中边缘流失累计达 43%．

图 5 给出 LD 云的情形．超新星的反馈作用十分强烈．星系云因 90% 以上的气体流失而不可能留存下来．$\alpha = t_g^{-1} = 2.8 \times 10^{-9}$a，$N(t)$ 的极大值较高，较早就使～70% 的气体突发性地逃逸掉，而边缘流失累计～23%．$\alpha = 0.1t_g^{-1}$，$N(t)$ 的极大值较低，气体完全逃逸发生得晚，其量～9%，而边缘流失累计却高达 82%，

图 6 给出 LD 云中气体的突发性逃逸量 L_χ 和边缘流失累计量 L_β 以及二者之和 L_T 随星系质量变化的情形．虽然二者的相对重要性随 α 的取值和 M 的大小而有变化，但对于所有 $M \leqslant 10^8$ 的 LD 云 L_T 都高达 60 %以上，从而可以推断小质量的 LD 云实际上不可能经受住超新星的反馈作用而留存至今．

图 7 给出 HD 云的相应结果．可以看到所有的矮星系都会发生明显的气体流失，而且边缘逐渐流失都比突发性丢失的机制重要．可以设想，在发生明显的气体流失后，系统的引力能减小，于是将重新 Virial 化，使有效半径增大．气体流失和半径增大这两个因素都将使系统的体密度和面密度降低．当然，金属丰度也将因气体流失而降低．质量丢失的百分比与 α 的取值密切相关，如果 α 大，大部分气体在第一颗超新星爆发前已经形成恒星，因而气体的流失量较小(对 $10^9 M_\odot$ 的星系云 $L_T \lesssim 20\%$)；如果 α 小，则在较长的演化过程中，边缘的逐渐流失会使星系云丢失很大一部分质量(对 $10^9 M_\odot$ 的星系云 $L_T \gtrsim 60\%$)，从而可能很难留存下来．

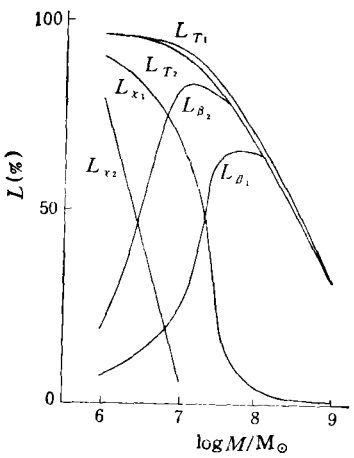

图 6 低密云中气体丢失百分比作为星云总质量的函数
(L_χ 为突发性一次逃逸量，L_β 为边缘逐渐丢失累计量，L_T 为二者之和)

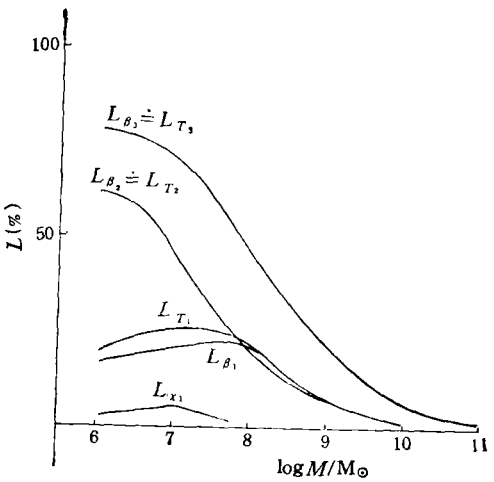

图 7 高密云中的情况
(下标 1，2，3 分别标记：$\alpha = t_g^{-1}$，$m_1 = 0.2M_\odot$；$\alpha = 0.1t_g^{-1}$，$m_1 = 0.2M_\odot$；$\alpha = 0.1t_g^{-1}$，$m_1 = 2M_\odot$ 的情形)

最后我们考虑了初始质量函数的影响．有人推测，在星系演化初期只形成大质量的恒星．我们把初始质量函数的下限从 $0.2M_\odot$ 提高到 $2M_\odot$[8]，取 $\alpha = 0.1t_g^{-1}$，计算结果也显示于图 7．可以看到，质量下限的提高使气体丢失量增大．

由于初始质量函数和恒星形成率的不确定性，我们目前不能预言在超新星爆发影响下能

存留下来的矮星系的质量下限．我们希望，随着理论和观测的进展，这种预言在不久的将来变为可能．

五、结　论

我们从计算和分析得出结论如下：

1. 在讨论初始质量 $M < 10^{10}M_{\odot}$ 的星系云中超新星爆发的反馈作用时，把整个激波加速气体的过程当作绝热过程来处理，并不是一种好的近似．过程后期的辐射能耗是不可忽视的．M 愈小，这个因素愈重要．

2. 超新星爆发导致的星系气体丢失有两种方式：由在 τ_V 时间内多个超新星爆发的集合效应导致的气体突发性丢失和单个超新星在星系云边缘爆发导致的气体逐渐丢失．前者并不一定是超新星反馈的主要形式，它甚至不一定会发生．在很多情况下，气体逐渐丢失是更重要的形式．二者的大小及相对比例将敏感地依赖于原初云的模型和恒星形成率的大小．一般说来，恒星形成率越小，边缘效应越重要．

3. 观测到的矮椭星系的密度不可能代表其相应的原初云的密度．一个密度如此低的原星云，其大部分气体会因超新星爆发的影响而丢失，从而，很可能会瓦解．

4. 假定原初矮星系云具有正常星系密度的外插值，则它有可能在丢失大量气体后存留至今，表现出较低的密度、面光度和金属丰度．

参　考　文　献

[1] Efatathiou, G. and Silk, J., *Fundamentals of Cosmic Physics*, 9(1983), 1.

[2] Fall, S. M. and Rees, M. J., *Ap. J.*, 298(1985), 18.

[3] Binggeli, B. et al., *A. J.*, 87(1984), 64.

[4] Vader, J. P., *Ap. J.*, 306(1986), 390.

[5] Dekel, A. and Silk, J., *ibid.*, 303(1986), 39.

[6] Зельдович, Я. Б. и Райзер, Ю. П., *Физика убарных волн и высокотемпературных гибробинамических явлений*, Изд. «Наука», Изд. второе, допол., 1966, гл. I, §§. 25—26.

[7] Larson, R. B., *M.N.R.A.S.*, 169(1974), 229.

[8] ————, *ibid.*, 218(1986), 409.