

УДК: 524.3—54

ВЗРЫВНОЙ СЦЕНАРИЙ ПРОИСХОЖДЕНИЯ ЗВЕЗД НАСЕЛЕНИЯ II

И. Г. КОВАЛЕНКО, Ю. А. ЩЕКИНОВ

Поступила 31 июля 1987

Принята к печати 19 января 1988

Представлен сценарий эволюции протогалактики на стадии образования первых звезд. Его основные черты: а) в центральных частях протогалактики рождаются массивные ($M \sim 10-20 M_{\odot}$) звезды населения III; б) спустя несколько десятков млн. лет они взрываются, выбрасывают тяжелые элементы и генерируют крупномасштабную ударную волну; в) формирование за фронтом волны холодной оболочки сопровождается через время $\sim 10^7$ лет фрагментацией и рождением нового поколения звезд населения II с большими радиальными скоростями (~ 300 км/с). Приведены оценки светимости протогалактики на этих стадиях.

1. *Введение.* Присутствие металлов в самых старых звездах Галактики свидетельствует о том, что на стадиях, предшествующих их рождению, вещество было подвержено термоядерной переработке. Такая переработка связывается в настоящее время со звездами населения III. Формировалось ли население III на предгалактических стадиях эволюции Вселенной, или принадлежало протогалактике — неясно. Мы будем придерживаться второй возможности: звезды населения III — это первые звезды Галактики, которые и обеспечили начальное обогащение ее газа тяжелыми элементами.

Для производства металлов, наблюдаемых в самых старых звездах Галактики ($Z \sim 10^{-4}$), необходимо энерговыделение $q \sim 3 \cdot 10^{14}$ эрг/г или $\sim 10^{58}$ эрг для Галактики с массой $M_G \sim 2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$, что соответствует взрыву $\sim 10^8$ сверхновых. Это число может быть существенно меньше, если обогащается не весь газ Галактики, а лишь та его часть, которая связывается затем в звезды населения II. По-видимому, длительность фазы обогащения тяжелыми элементами не превышала характерного динамического времени протогалактики $t_d \sim 10^8$ лет [1]. Следовательно, частота вспышек сверхновых на этой стадии могла достигать $\sim 1/\text{год}$. В такой ситуации их влияние на динамику окружающего газа должно быть определяющим. В настоящей работе мы исследуем условия, выполнение которых будет обеспечивать столь высокую частоту вспышек, а также отклик газа

в таких условиях. В разделе 2 мы построим простую модель индуцированного звездообразования (ЗО), естественным следствием которой является синхронизация вспышек сверхновых в протогалактике; в 3 разделе мы изучим динамику крупномасштабных ударных волн в газе протогалактики, генерируемых совокупностью вспышек, а также рассмотрим возможность рождения звезд населения II за фронтами таких УВ.

2. *Теория индуцированного звездообразования.* Для начальных стадий эволюции протогалактики существенны следующие два обстоятельства. Во-первых, гравитационное сжатие протогалактического газового облака является скорее всего негомологичным, т. е. сопровождается перераспределением вещества к центру. В этих условиях естественно ожидать, что именно в центральных частях Галактики начинается рождение первых звезд. Во-вторых, звезды, рождающиеся из первичной водородно-гелиевой смеси, должны быть массивными: $10-20 M_{\odot}$ [2, 3]. Массивная звезда своим излучением (электромагнитным или корпускулярным) возбуждает в окружающем газе ударную волну, которая усиливает встречающиеся на своем пути неоднородности плотности и создает тем самым благоприятные условия для зарождения следующего поколения звезд. Идея такого стимулированного (или индуцированного) ЗО, высказанная впервые Эпиком [4] и Оортом [5], получила развитие в ряде современных работ (см. [6, 7]): каждое поколение звезд «активирует» окружающий межзвездный газ, делает его неустойчивым по отношению к образованию новых звезд. В результате рождение одной или нескольких звезд может вызвать «воспламенение» окружающей среды, т. е. распространение в ней волны ЗО, в которой газ будет превращаться в звезды.

Уравнение индуцированного звездообразования. В однородной неограниченной среде процесс индуцированного звездообразования описывается уравнением:

$$\dot{S} = Q(S, G), \quad (1)$$

где S, G — плотность звездной и газовой составляющей системы, $Q(S, G)$ — скорость звездообразования, в простейшем случае $Q(S, G) = AS(G - G_L)$, G_L — предельное значение плотности газа, при которой индуцированное ЗО еще возможно (подробнее см. [8]). В силу закона сохранения массы $G = G_0 - S$, где G_0 — начальная плотность газа, S_0 полагаем равным нулю. Нормируя S на $G_0 - G_L$: $s = S/(G_0 - G_L)$, можно записать (1) в виде:

$$\dot{S} = as(1 - s), \quad (2)$$

α — имеет смысл обратного характерного времени превращения «активированного» ударными волнами газа в звезды: $\tau_0 = \frac{1}{\alpha}$.

Очевидно, если звездообразование началось в каком-то участке протогалактики, оно передается от точки к точке диффузионным образом распространяющимися ударными волнами и разлетающимися от места своего рождения звездами. Коэффициент диффузии — $D = \lambda^2/6\tau$, где масштаб λ складывается из радиуса фронта ударной волны, соответствующего моменту фрагментации газа на звезды, и расстояния, проходимого вновь родившейся звездой до того момента, когда она в состоянии возбудить в окружающем газе новую ударную волну; τ — сумма соответствующих времен. В плоском случае этот процесс описывается уравнением:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = D \frac{\partial^2 s}{\partial x^2} + \alpha s(1-s), \quad (3)$$

аналогичным уравнению распространения волны горения [9]. Описание звездообразования с помощью уравнения (3) имеет смысл, очевидно, на временных и пространственных масштабах, существенно превышающих τ и λ .

Волна звездообразования. Уравнение (3) допускает решение в виде стационарной волны $s = s(x - ut)$. При этом оно переписывается в виде:

$$Ds'' + us' + \alpha s(1-s) = 0, \quad (4)$$

с граничными условиями $s(+\infty) = 0$, $s(-\infty) = 1$, штрих означает дифференцирование по $\xi = x - ut$. Решением (4) является

$$s(\xi) = (1 + \exp(-\alpha\xi/5D))^{-2}, \quad (5)$$

с собственным значением

$$u = \left(\frac{25}{6} Da\right)^{1/2}. \quad (6)$$

Таким образом, начавшись в одном месте, звездообразование распространяется по протогалактике в виде волны. При рассмотрении сферической или цилиндрической геометрии эффектами кривизны фронта можно пренебречь на масштабах $r > D/u$. При выполнении этого условия решение для волны ЗО будет описываться выражением (5) с $\xi = r - ut$.

Параметры волны. Если считать, что звезды населения III, подобно современным массивным звездам, теряли часть своей энергии в виде

ветра, то возможность индуцированного звездообразования естественно связывать с ударными волнами, генерированными ветром. Спустя время $\sim 10^4$ лет в сжатом ударной волной газе формируется тонкая оболочка с температурой 10^2 К [10], в газе протогалактики с первичным химическим составом такая температура устанавливается в оболочке за счет образования молекул H_2 (см. приложение 1). При достижении достаточно большой поверхностной плотности оболочка фрагментирует на звезды. Критерий фрагментации имеет вид [11]:

$$t > c_s / \pi G \sigma, \quad (7)$$

где σ — поверхностная плотность, c_s — скорость звука в оболочке (мы полагаем $c_s \simeq 10^6$ см/с), t — ее возраст.

Размер оболочки изменяется по закону [10]:

$$R_{sh} = 2 \cdot 10^{16} (\dot{E}_{36} / n_0)^{1/5} t^{3/5} \text{ см}, \quad (8)$$

где $\dot{E}_{36} = \dot{E} / 10^{36}$ эрг/с — мощность ветра, n_0 — концентрация невозмущенного газа, t — время в годах. Подставляя в (7) $\sigma = \rho_0 R_{sh} / 3$, найдем время фрагментации ($\dot{E}_{36} = 1$):

$$t_f \simeq 4 \cdot 10^7 n_0^{-1/2} \text{ лет.}$$

В этот момент

$$R_{sh}(t_f) \simeq 8 \cdot 10^{20} n_0^{-1/2} \text{ см},$$

$$V_{sh}(t_f) = \dot{R}_{sh} \simeq 4 \cdot 10^5 \text{ см/с.}$$

Контраст плотности в оболочке составляет $\sim [v_{sh}(t_f) / c_s]^2 \sim 10$, поэтому после фрагментации время выхода каждой образовавшейся протозвезды на главную последовательность имеет порядок $t_p \sim 2 \cdot 10^7 n_0^{-1/2}$ лет (время гравитационного сжатия облака с $n = 10 n_0$). За это время протозвезда удалится от места рождения на расстояние $R_p = v_{sh}(t_f) \times t_p \simeq 2 \cdot 10^{20} n_0^{-1/2}$ см. В результате коэффициент диффузии $D = \lambda^2 / 6\tau$ (где $\lambda = R_{sh}(t_f) + R_p$, $\tau = t_f + t_p$) равен $D \simeq 10^{26} n_0^{-1/2}$ см²/с [8].

Характерное время превращения “активированного” ударными волнами газа в звезды составляет $\tau_0 \sim t_p / \eta_0$, где η_0 — доля массы газа, перешедшего в звезды. Отсюда находим скорость волны звездообразования $u \simeq 10 \eta_0^{1/2}$ км/с.

3. Когерентная вспышка сверхновых населения III. Рождение звезд населения II. Волна вспышек сверхновых. Предположим, что в процессе негомологичного сжатия протогалактики перед формированием первых звезд в ее центральных частях выделилось плотное газовое

«ядро» с концентрацией $n_0 = n_c \sim 10-10^3 \text{ см}^{-3}$. За время пребывания звезд на главной последовательности (т. е. до первой вспышки сверхновой) $t_{MS} \simeq (3-7) \cdot 10^7$ лет [12] волна ЗО, распространяясь из центра наружу, охватит область с радиусом $R_{MS} \simeq (1-2) \cdot 10^{21} \tau_0^{1/2} \text{ см}$ (меньшее значение соответствует массе звезды $20 M_\odot$, большее — $10 M_\odot$). Масса вещества, заключенная в этой области, имеет порядок

$$M_{MS} \sim 3(10^6 - 10^7) n_c \tau_0^{3/2} M_\odot,$$

а число образовавшихся за время t_{MS} звезд составит

$$N \sim (10^5 - 3 \cdot 10^6) n_c \tau_0^{5/2}.$$

Можно ожидать, что спустя некоторое время $\Delta t \ll t_{MS}$ от центра наружу пойдет волна вспышек сверхновых $SN(r, t) = S(r, t - t_{MS})$, при этом частота вспышек $\nu_{SN} = \frac{N}{t_{MS}} \sim (1-4) 10^{-2} n_c \tau_0^{5/2} \text{ лет}^{-1}$. Заметим, что $R_{MS} \gg$

$\gg \frac{D}{u} \simeq 10^{20} n_c^{-1/2} \simeq 10^{19} \text{ см}$, поэтому на этой стадии эффектами кривизны фронта волны можно пренебречь. После выхода волны ЗО из ядра в область, где $n_0 \lesssim 1 \text{ см}^{-3}$, инициирование рождения звезд ударными волнами от звездного ветра становится невозможным, т. к. момент фрагментации ударной волны t_f оказывается больше t_{MS} . Звездообразование путем фрагментации оболочки остатка вспышки отдельной сверхновой также не эффективно, поскольку характерное время фрагментации, как легко показать, практически совпадает с джинсовским временем для невозмущенной среды, $t_f \simeq 10^{15} n_0^{-1/2} \text{ с}$. Следует подчеркнуть, что речь идет о фрагментации оболочек ударных волн, распространяющихся в гомогенной (необлачной) среде. Если невозмущенный газ уже разделен на облака и межоблачную фазу, причем масса облачного компонента значительна, то эффективность инициирования звездообразования ударными волнами увеличивается и картина качественно меняется. Описание этого случая будет дано отдельно.

Расстояние между двумя последовательными вспышками сверхновых равно очевидно $L_{SN} \simeq 2 \cdot 10^{19} (n_c \tau_0)^{-1/3} \text{ см}$, а время $t_{SN} = \frac{L_{SN}}{u} \simeq 2 \times$

$\times 10^{18} (n_c \tau_0)^{-1/3} \text{ с}$. Радиус фронта ударной волны, ограничивающей остаток вспышки на адиабатической стадии, равен $R_{SN} \simeq 10^{18} n^{-1/5} t^{2/5} \text{ см}$ (n — концентрация газа после прохождения волны ЗО, энергию взрыва мы приняли равной $E_0 = 10^{51} \text{ эрг}$, время t в годах). Легко убедиться в том, что при $t = t_{SN}$ $R_{SN} > L_{SN}$ при разумных $n < n_c$. Таким обра-

зом, действие последовательных вспышек на межзвездный газ будет совместным.

Крупномасштабная УВ: Радиус фронта крупномасштабной ударной волны, создаваемой совокупностью взрывов, будет изменяться как

$$R_{LS} \simeq 10^9 (E_0 \nu_{SN} / n_0)^{1/5} t^{3.5} \text{ см,}$$

t — в годах. Мы считаем справедливым приближение тонкой оболочки, которая формируется за фронтом ударной волны спустя время $t_c \simeq \simeq 4 \cdot 10^{-7} (E_0 \nu_{SN})^{3/11} n_0^{-8/11}$ лет [10]; для принятых выше $E_0 \nu_{SN} \simeq 3 \cdot 10^{43}$ эрг/с и $n_0 = n_c \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$ $t_c \sim 10^4$ лет, а для $n_0 \sim 1 \text{ см}^{-3}$ вне плотного газового ядра $t_c \sim 3 \cdot 10^6$ лет.

Рождение звезд населения II. Применяя к такой оболочке критерий фрагментации (7), найдем соответствующий этому момент времени:

$$t_{f1} \simeq 3 \cdot 10^{10} (E_0 \nu_{SN} n_0^4)^{-1/2} \text{ с} \simeq 3 \cdot 10^5 \left(\frac{n_c}{10^2} \right)^{-1/8} \gamma_0^{-5/16} n_0^{-1/2} \text{ лет,} \quad (10)$$

радиус оболочки

$$R_{LS}(t_{f1}) \simeq 3 \cdot 10^{10} (E_0 \nu_{SN})^{1/8} n_0^{-1/2} \text{ см} \simeq 3 \left(\frac{n_c}{10^2} \right)^{1/8} \gamma_0^{5/16} n_0^{-1/2} \text{ кпк,} \quad (11)$$

массу вещества, заключенного в ней,

$$M_{LS}(t_{f1}) \simeq 3 \cdot 10^5 \left(\frac{n_c}{10^2} \right)^{3/8} \gamma_0^{15/16} n_0^{-1/2} M_{\odot} \quad (12)$$

и ее скорость

$$v_{LS}(t_{f1}) \simeq 6 \cdot 10^{-4} (E_0 \nu_{SN})^{1/4} \text{ см/с} \simeq 400 \left(\frac{n_c}{10^2} \right)^{1/4} \gamma_0^{5/8} \text{ км/с,} \quad (13)$$

при получении (10) мы приняли скорость звука в оболочке равной $c_s = 10^6 \text{ см/с}$; при изменении c_s (10)–(12) изменяются как $t_{f1} \propto c_s^{5/8}$, $R_{LS} \propto c_s^{3/8}$, $M_{LS} \propto c_s^{9/8}$, $v_{LS} \propto c_s^{-1/4}$; влиянием самогравитации на крупномасштабную динамику оболочки можно пренебречь (см. Приложение 2). Вообще говоря, процесс фрагментации оболочки растянут во времени и охватывает, по-видимому, $\sim (2-3) t_{f1}$. В результате радиальная скорость рождающихся звезд будет заключена в интервале $v = v_{LS}(3t_{f1}) \div v_{LS}(t_{f1}) \simeq (250-400) \left(\frac{n_c}{10^2} \right)^{1/4} \gamma_0^{5/8} \text{ км/с}$. Полная масса

фрагментировавшего на звезды газа должна быть увеличена в 3—20 раз по сравнению с (12) — ниже для определенности мы используем фактор 10.

Таким образом, вспышки сверхновых населения III генерируют крупномасштабную ударную волну, которая, охватив массу $\sim 3 \cdot 10^{10} \eta_0 M_\odot$, фрагментирует и дает начало новому поколению звезд — населению II. В рамках этой модели к моменту времени $t = 3t_{fl}$ взорвутся практически все звезды населения III. Если считать, что при взрыве каждой такой звезды доля тяжелых элементов (преимущественно C и O) в сброшенном веществе составляет 10—20% [12—13], то к моменту фрагментации оболочки ее вещество будет обогащено тяжелыми элементами до

$$Z_{LS} \simeq 0.2 \eta_0 \frac{M_{MS}}{M_{LS}} \simeq (10^{-4} - 10^{-3}) n_c^{5/8} n_3^{1/2} \eta_0^{3/2}. \quad (14)$$

На расстояниях $R \sim 3$ кпк, где происходит фрагментация оболочки, концентрация газа близка, по-видимому, к 1 см^{-3} , поэтому из (14) получаем $n_c^{5/8} \eta_0^{3/2} \leq 0.1 - 1$, чтобы содержание элементов в сформировавшихся звездах не превышало 10^{-4} .

Порядок масс рождающихся в оболочке звезд определяется двумя характерными числами: во-первых, джинсовской массой в оболочке в момент ее фрагментации, которая составляет $M_J \sim 5 M_\odot$, во-вторых, минимальной массой, определяемой эффектами непрозрачности — в веществе с $Z \sim 10^{-4} M_{mix} \sim 0.5 M_\odot$ [14]. Таким образом, в предлагаемой схеме звезды населения II в целом менее массивны, чем первые звезды — по-видимому, их массы близки к $M_J \sim 5 M_\odot$.

Вспышки сверхновых населения II. За время своей эволюции на главной последовательности $\sim 3 \cdot 10^8$ лет такие звезды, имея начальные скорости $\sim 300 \eta_0^{1/4}$ км/с, займут объем с радиусом $R \sim 20 \eta_0^{-1/2}$ кпк. В конце эволюции те из звезд, массы которых заключены в интервале $M = 4 - 8 M_\odot$, сбрасывают вещество, содержащее $\simeq 20\%$ железа [12]. Этому соответствует обогащение всей массы протогалактического газа $M_G \simeq 2 \cdot 10^{11} M_\odot$ металлами до величины

$$Z_{II} \simeq 0.2 \eta_{II} \frac{M_{LS}}{M_G} \simeq 5 \cdot 10^{-3} n_c^{3/8} \eta_0 \eta_{II}, \quad (15)$$

или, с учетом ограничений $n_c^{5/8} \eta_0^{3/2} \sim 0.1 - 1$, $Z_{II} \sim (1 - 5) 10^{-3} \eta_{II}$ (здесь η_{II} — доля вещества оболочки, вошедшая в звезды с массой $M = 4 - 8 M_\odot$). При $\eta_{II} \sim 0.02 - 0.1$ Z_{II} близко к металличности старых звезд Галактики; в любом случае $Z_{II} < Z_\odot$.

Очевидно, активное энерговыделение, связанное со вспышками сверхновых I типа, которыми заканчивают свою эволюцию массивные ($4 - 8 M_{\odot}$) звезды населения II, будет способствовать новому этапу звездообразования, если только в сферическом объеме, занимаемом вспыхивающими звездами, остался в заметном количестве газ. Конкретно эта возможность зависит от концентрации оставшегося газа.

Излучение протогалактики. Остановимся кратко на основных характеристиках излучения протогалактики с доминирующей ролью эффектов индуцированного звездообразования на ранних стадиях. Первые $(3-7) \cdot 10^7$ лет это суммарное излучение массивных звезд в объеме, охваченном волной ЗО: $L_{III} \sim 3 \cdot 10^8 \eta_0^{5/2} n_c t_7^3 L_{\odot}$ (t_7 в единицах 10^7 лет), эффективная температура составляет $10^{4.7}$ К. Хотя при $t > t_{MS} + t_{fl}$ в оболочке появляются менее массивные звезды ($M \sim 5 M_{\odot}$), их вклад в полное излучение мал. Спустя $t \simeq 2t_{MS}$, когда большинство звезд населения III прекратит свое существование, светимость упадет до $L_{II} \sim 10^{10} \eta_1 L_{\odot}$ с эффективной температурой $T_{eff} \simeq 10^{4.3}$ К. Качественно это показано на рис. 1.

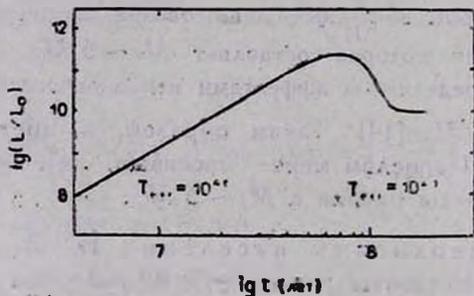


Рис. 1. Зависимость светимости протогалактики на стадии волны звездообразования и рождения звезд второго поколения звезд в оболочке; $\eta_0 = 0.3$, $n_c = 10^2 \text{ см}^{-3}$, $\eta_1 = 0.1$, $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$. Указаны эффективные температуры звезд при $t < 3 t_{fl}$ и $t > 3 t_{fl}$.

4. **Заключение.** При вполне естественном предположении о существовании в газовой протогалактике достаточно плотного ($10-10^3 \text{ см}^{-3}$) ядра, выделившегося за счет негомологии, предложен сценарий ранних стадий ее эволюции, основные особенности которого состоят в следующем:

1) Рождение первых звезд (звезд населения III) начинается в центре протогалактики. Благодаря тому, что первые звезды массивны ($10-20 M_{\odot}$), процесс звездообразования имеет характер волны, распространяющейся из центра наружу.

2) Спустя время $(3-7) \cdot 10^7$ лет звезды населения III заканчивают свою эволюцию вспышками сверхновых (II типа), их частота заключена в интервале $(0.1-3)/\text{год}$. Остатки отдельных сверхновых перекрываются и в результате формируется крупномасштабная ударная волна.

3) После того, как ударная волна охватит массу $\sim 3 \cdot 10^6 M_{\odot}$, вещество, сосредоточенное в тонкой оболочке, фрагментирует — образуются звезды населения II. Радиальные скорости звезд близки к 300 км/с , содержание тяжелых элементов в них (преимущественно углерода и кислорода) $\leq 10^{-4}$. Массы звезд ограничены снизу величиной $0.5 M_{\odot}$.

4) Наиболее массивные из них ($4-8 M_{\odot}$) через время $\sim 3 \cdot 10^8$ лет взрываются и обогащают оставшийся газ железом. При этом они могут инициировать рождение нового поколения звезд, также принадлежащего к населению II, но отличающегося более высоким содержанием железа и значительной тангенциальной составляющей скорости. По-видимому, в спиральных галактиках (в том числе в нашей) доля таких звезд мала, т. к. за время $(1-3) \cdot 10^8$ лет основная масса оставшегося газа должна сконцентрироваться в диске.

Предложенная выше схема принципиально отличается от классической схемы Эггена, Линден-Белла и Сендиджа [15], в которой звезды населения II рождаются в процессе коллапса газовой протогалактики. Вместе с тем, предсказываемые ею основные черты звезд сферической подсистемы сходны с наблюдаемыми: сильновытянутые орбиты звезд — следствие их взрывного происхождения, избыток кислорода по отношению к железу — следствие обогащения вещества массивными звездами населения III.

Авторы благодарны В. И. Корчагину, П. Д. Насельскому, А. Д. Рябцеву за обсуждение вопросов, затронутых в разделе 2.

Приложение 1

На начальных стадиях сжатый звездным ветром газ нагрет до высокой температуры. За время $\sim 10^3-10^4$ лет за фронтом УВ формируется тонкая оболочка, которая охлаждается водородом и гелием до температуры $\sim 10^4 \text{ К}$. На первых порах оболочка представляет собой область III (см. [16]). Через время $t_N \sim 3 \cdot 10^6 S_{48}/n_0 E_{36}^{1.5}$ лет ($S_{48} = S/10^{48}$ — число L_c -квантов, излучаемое звездой в 1 с) граница зоны II отходит к внутренней кромке оболочки. Степень ионизации водорода, которая устанавливается в газе HI под действием рентгеновского излучения сжатого ветра, близка к $n_e/n = 4 \cdot 10^{-4}$.

Начиная с момента времени $t = t_N$ за фронтом УВ возможно образование молекул H_2 . К этому моменту ее скорость уменьшается до $\approx 20 n_0^{1/5} \text{ км/с}$, поэтому молекулы H_2 , содержащиеся в поступающем за

фронт УВ газе, не разрушаются и обеспечивают охлаждение. В расчетах мы принимали концентрацию H_2 в невозмущенном протогалактическом газе равной $n(H_2)/n = 10^{-3}$, (см. [17, 18]), (n — концентрация газа в оболочке на стадиях, близких к фрагментации $n \approx 10n_0$). Расчеты кинетики образования H_2 в той области оболочек, которая предварительно представляла собой зону II, мы начинали из состояния $T = 10^4 K$, $n_e = n_p = n$, $n(HI) = n(H_2) = 0$. Спустя короткое время ($\sim 10^5/n_0$ лет) концентрация электронов падает до $n_e \approx 4 \cdot 10^{-3} n$.

Основной вклад в образование H_2 вносит цепочка реакций с участием иона H^- , ион H_2^+ дает вклад около 30%. Близость яркой звезды (в расчетах $T_{\text{eff}} = 40\,000 K$) приводит к довольно интенсивной (со скоростью $\sim 10^{-12} \text{ с}^{-1}$) фотодиссоциации водорода. Но благодаря сравнительно высокой концентрации электронов в оболочке количество молекул H_2 оказывается достаточным, чтобы успешно охлаждать газ за фронтом УВ: асимптотическое значение $n(H_2)/n \approx$

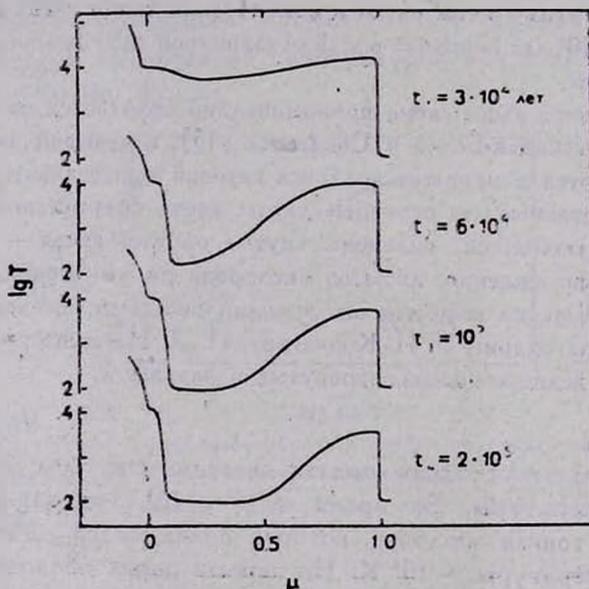


Рис. 2. Тепловая структура оболочки, окаймляющей область звездного ветра; μ — доля масс, заключенная в слое под данным радиусом, от полной массы оболочки M_{sh} , $M_{sh}(t_i) = 16 M_{\odot}$, $M_{sh}(t) \propto t^{9/5}$, $n_e = 10^2 \text{ см}^{-3}$.

$\approx (1 - 3) 10^{-5} n_0$. На рис. 2 изображена температурная история оболочки, начиная с момента $t = t_N$. При изменении n_0 (в пределах $10 - 10^3 \text{ см}^{-3}$) характерные времена на рис. 2 изменяются примерно как n_0^{-2} .

Приложение 2

Очевидно, влияние самогравитации будет существенным на достаточно поздних этапах эволюции сферической ударной волны, когда оболочка уже сформировалась, поэтому для описания ее динамики мы используем приближение тонкой оболочки. Будем рассматривать сферически симметричную задачу со степенным распределением плотности. Масса вещества, заключенного внутри сферы радиуса r , равна $m(r) = \frac{4\pi\rho_0}{3-n} r^2 \left(\frac{R_0}{r}\right)^n$. Работа по перемещению элемента газа dm из начального положения r в положение R в поле тяжести внутренних слоев газа

$$dA = Gdm \cdot m(r) \int_r^R \frac{dr}{r^2} = \frac{4\pi\rho_0}{3-n} Gdm \cdot r^2 \left(\frac{R_0}{r}\right)^n \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R}\right).$$

Предполагая, что все вещество, охваченное ударной волной, сосредоточено в тонком слое вблизи фронта, найдем полную работу против сил самогравитации

$$A = \int_0^R dA(r) = \frac{(4\pi\rho_0)^2 G}{2(3-n)^2(5-2n)} R^2 \left(\frac{R_0}{R}\right)^{2n}.$$

Энергия ударной волны, расходуемая на высвечивание, в изотермическом приближении определяется интегрированием удельных потерь энергии на фронте $q = v_{sh}^2/2$ по всему объему, ограниченному ударной волной.

$$E_c(t) = \int q \rho dV = \int_0^t \frac{1}{2} R^2 \rho_0 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-n} 4\pi R^2 \dot{R} dt.$$

Уравнение движения оболочки имеет вид:

$$\dot{R}^2 = \frac{\lambda(\gamma-1)}{\rho V} (E(t) - E_c(t) - A(R)), \quad (\text{П. 1})$$

здесь $E(t)$ — энергия, выделенная источником к моменту времени t , $\lambda = 2 + 3$, V — объем, ограниченный оболочкой. Дифференцируя (П. 1) по времени, представим его в виде:

$$(5-n) R^{2-n} \dot{R}^2 + \frac{2}{3} R^{3-n} \frac{d\dot{R}^2}{dR} = L(t) - BR^{4-2n} \dot{R}, \quad (\text{П. 2})$$

где $L(t) = \frac{3(\gamma-1)\dot{E}}{2\pi\gamma_0 R_0^n}$, $B = \frac{12(\gamma-1)\pi G\gamma_0 R_0^n}{(3-n)^2}$, здесь принято $\lambda = 2$.

В случае точечного взрыва ($E(t) = E_0$) уравнение (П. 2) интегрируется в квадратурах. В частности, для однородной среды закон расширения оболочки имеет вид:

$$R(t) = 10^{-2} t_G^{2n} (E_{s1}/n_0)^{5/2n} (\sin t/t_G)^{2n} nk,$$

где $t_G = (18/7 \pi \rho_0 G)^{1/2}$, $E_{s1} = E_0/10^{51}$ эрг. Отсюда видно, что роль самогравитации проявляется при $t \sim t_G$; при $t \ll t_G$ решение описывает движение оболочки в фазе «снегоочистителя».

Наличие ветра ($E(t) = E_0 \nu_{SN} t$) усложняет решение (П. 2) и позволяет получить результат в аналитическом виде лишь для $n = 1$. Анализ решения удобно провести в безразмерных переменных:

$$x = \frac{R}{R_L} = R \left(\frac{\rho_0^5 G^3}{E_0^2 \nu_{SN}^2} \right)^{1/10}, \quad \tau = \frac{t}{T} = t \sqrt{G \rho_0},$$

$$v = \frac{dx}{d\tau} = \frac{T}{R_L} \dot{R}.$$

Уравнение (П. 2) перепишется в этом случае в виде:

$$(5 - n) x^{2-n} v^3 + \frac{2}{3} x^{3-n} \frac{dv^3}{dx} = P - Q x^{4-2n} v, \quad (\text{П. 3})$$

где $P = \frac{1}{\pi} \left(\frac{R_L}{R_0} \right)^n$, $Q = \frac{8}{(3-n)^2 P}$. Для $n = 1$ оно решается в квадратурах:

$$\frac{1}{2} y^2 + y + \ln(1-y) = -\frac{4}{5} \pi^5 \left(\frac{R_0}{R_L} \right)^5 x^5, \quad (\text{П. 4})$$

здесь $y = 2\pi^2 \left(\frac{R_0}{R_L} \right)^2 x^2 v$. Графическое решение (П. 4) представлено на рис. 3.

В однородном случае $n = 0$ удается получить лишь приближенное решение (П. 3):

$$v \simeq \left(\frac{3}{11\pi} x^{-2} - \left(\frac{3}{11\pi} \right)^{1/3} \frac{8\pi}{53} x^{4/3} \right)^{1/3}, \quad (\text{П. 5})$$

второе слагаемое в квадратных скобках представляет собой поправку, связанную с самогравитацией оболочки. На начальных стадиях рас-

ширения, т. е. при $x \ll 1$, (П. 5) описывает динамику легкой оболочки $v \propto x^{-2/3}$ ($x \propto t^{3/5}$). Самогравитация существенна лишь при $x \approx 0.7$. Принятым в тексте параметрам этому соответствует размер $R \approx 20$ кпк.

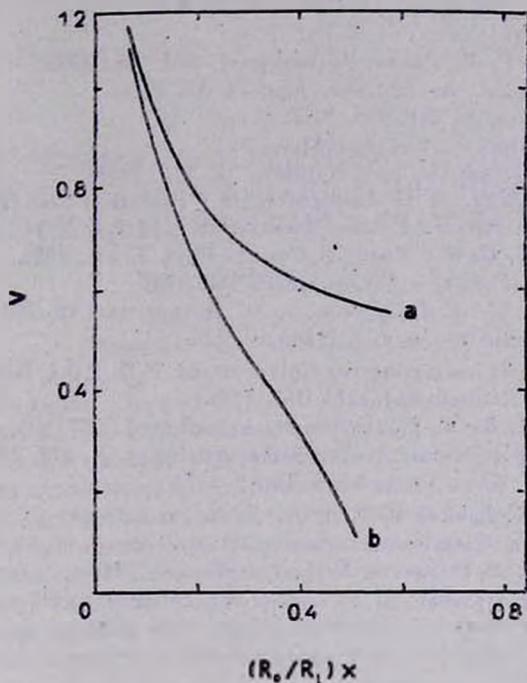


Рис. 3. Зависимость скорости оболочки от ее радиуса для $\rho_0 \propto R^{-1}$, а — без учета, б — с учетом самогравитации оболочки.

Ростовский государственный
университет

THE EXPLOSIVE SCENARIO OF POPULATION II STARS ORIGIN

I. G. KOVALENKO, YU. A. SHCHEKINOV

The scenario of protogalactic evolution at the stage of formation of the first stars is presented. The main features are the following: a) at central parts of protogalaxy the massive stars ($M \sim 10-20 M_{\odot}$) of population III are burned; b) a few tens Myrs later the supernova explosions begin in population III, this leads to the enrichment of environment gas by heavy elements and to the generation of large-scale shock wave; c) after dense shell-formation gravitational fragmentation takes place in 10^7

years. At the end of this cascade the population II stars are formed with large radial velocities (~ 300 km/s). The luminosity of protogalaxy in such a scheme is estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. P. Ostriker, T. X. Thuan, *Astrophys. J.*, 202, 353, 1975.
2. T. Yonegama, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 24, 87, 1972.
3. J. Silk, *Astrophys. J.*, 211, 638, 1977.
4. E. Östik, *Ir. Astron. J.*, 2, 219, 1953.
5. J. H. Oort, *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 12, 177, 1954.
6. C. J. Lada, L. Blitz, B. G. Elmegreen, in "Protostars and Planets. I", ed T. Gehrels, Univ. Arizona Press, Tucson, 1978, p. 341.
7. P. E. Seldén, H. Gerola, *Fundam. Cosmic. Phys.* 7, 241, 1982.
8. Ю. А. Щекинов, Письма в Астроном. ж., 13, 862, 1987.
9. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий, *Ж. физ. хим.*, 12, 100, 1938; Я. Б. Зельдович, *Избранные труды*, т. 1, 1984, стр. 226.
10. J. H. Dyson, in "Investigating the Universe", ed. F. D. Kahn, Dordrecht, 1981, p. 125.
11. E. T. Vishniak, *Astrophys. J.*, 274, 152, 1983.
12. B. J. Carr, J. R. Bond, W. D. Arnett, *Astrophys. J.*, 277, 445, 1984.
13. V. Castellani, A. Chiefffi, A. Tornambe, *Astrophys. J.*, 272, 249, 1983.
14. Ю. А. Щекинов, Канд. диссертация, Тарту, 1978.
15. O. J. Eggen, D. Lynden-Bell, A. R. Sandage, *Astrophys. J.*, 136, 748, 1964.
16. Т. А. Ловинская, *Сверхновые звезды и звездный ветер*, Наука, М., 1986.
17. Ю. А. Щекинов, М. Б. Энгель, *Астроном. ж.*, 60, 640, 1983.
18. Ю. И. Изотов, И. Г. Колесник, *Астроном. ж.*, 61, 24, 1984.