

ДЕТОНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В МЕЖЗВЕЗДНОМ ГАЗЕ

УДК 534.222.2+662.215.1+523.85

А. М. Трубачев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН,
630090 Новосибирск

В астрономии имеется большое количество наблюдательных данных о явлении последовательного рождения звезд из единого молекулярного облака. В этом процессе группа звезд одного поколения создает благоприятные условия для рождения звезд следующего поколения. По молекулярному облаку межзвездного газа проходит волна звездообразования, скорость которой оценивается величиной 10–30 км/с. В настоящей работе утверждается, что явление самораспространяющегося звездообразования имеет все признаки детонационного процесса, а волна звездообразования является детонационной. Оценена скорость детонационной волны (~ 27 км/с) и скорость волны звездообразования (~ 13 км/с).

В Галактике известны области активного звездообразования, в которых рождаются массивные горячие звезды классов *O* и *B*. Эти области обычно связаны с молекулярными облаками и располагаются по их краям (созвездие Ориона, *W3* и др.). Схема типичной области звездообразования [1, 2] изображена на рис. 1. Старая 1 и молодая 2 подгруппы горячих звезд спектральных классов *O* и *B* — это массивные голубые гиганты с поверхностной температурой $4 \cdot 10^4 \div 10^4$ К. Значительная доля излучения звезд *OB* приходится на ультрафиолетовую область спектра с энергией квантов, достаточной для ионизации атомов водорода. Вокруг группы звезд 2, погруженных в газовое облако, формируется протяженная область, практически полностью ионизованного водорода 3 (зона III) с плотностью частиц, характерной для исходного молекулярного облака. Несмотря на то, что в зонах III между излучением и веществом нет термодинамического равновесия, по ионному и электронному газу устанавливается максвелловское распределение частиц по скоростям с температурой $T \approx 10^4$ К. Таким образом, в зоне III газокинетическое давление оказывается примерно на два порядка выше, чем в соседних не ионизованных холодных областях газа.

Далее за зоной III обнаруживаются самые молодые объекты области звездообразования — мощные источники инфракрасного излучения и компактные зоны III 4. Это не наблюдаемые в видимой части спектра звезды находящиеся на начальной стадии эволюции, излучение которых экранируется пылевыми оболочками. С течением времени пыль будет рассеяна, и в этом месте возникнет новая группа звезд, окруженная облаком ионизованного водорода, подобная области 3.

Позиция 5 на рис. 1 условно отмечает границу возмущения сжатия от расширяющейся зоны III, распространяющегося по исходному облаку 6, в котором водород находится в молекулярном состоянии при температуре 10–100 К.

Упорядоченное расположение объектов разного возраста по отношению к облаку и

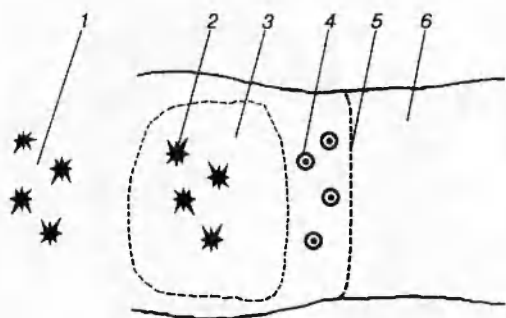


Рис. 1

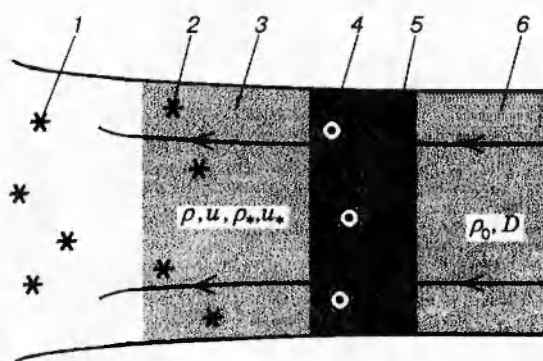


Рис. 2

Рис. 1. Схема типичной области звездообразования:

1, 2 — старая и молодая подгруппы горячих звезд классов *O* и *B*, 3 — область практически полностью ионизированного водорода (зона HII), 4 — источники инфракрасного излучения и компактные зоны HII, 5 — граница возмущения сжатия от расширяющейся зоны HII, 6 — исходное облако

Рис. 2. Схема течения газа (обозначения те же, что на рис. 1)

повторяемость подобной картины во многих случаях привели к идее, что здесь звезды рождаются в едином регулярном процессе, стартующем на одном краю облака и оканчивающемся на другом. Предложен следующий качественный механизм явления: родившиеся в глубине облака горячие звезды *OB* прогревают и ионизируют окружающий их газ, формируя протяженные зоны HII; последние, расширяясь, сжимают холодный газ молекулярного облака, создавая условия для рождения нового поколения звезд; с течением времени горячий газ зон HII рассеивается, а погруженные в него звезды переходят к старшему поколению. Процесс имеет волнообразный характер, для своего существования не требует внешних источников энергии и получил название «самораспространяющееся звездообразование» (СЗ). Из данных наблюдений по различию возрастов групп звезд и известному расстоянию между ними оценивается скорость волны звездообразования $v \approx 10 \div 30$ км/с [1-7].

Теоретические работы, выполненные в этом направлении, относятся в основном к выяснению возможности инициирования СЗ от компактного источника энергии (взрыв сверхновой, группа молодых звезд и др.) [1, 8], т. е. касаются в основном кинетики явления. Не были выяснены общие закономерности процесса СЗ такие, как скорость волны звездообразования и необходимое энерговыделение.

Рассматривая схему рис. 1, легко заметить сходство между структурами детонационной волны (ДВ) и области звездообразования. Обе имеют в своем составе зону сжатия исходного газа. Зоне химической реакции ДВ соответствует зона формирования нового поколения звезд, а зоне расширяющихся продуктов детонации — расширяющиеся зоны HII и звезды.

В настоящей работе на основании указанной аналогии двух явлений высказывается гипотеза, что волна звездообразования является детонационной и для описания процесса СЗ применены законы сохранения подобно тому, как они используются в классической теории детонации.

Исходя из простейших предпосылок и предположения, что лишь малая доля массы

сжатого газа переходит в звезды (из наблюдений $0,1 \div 0,2$), а состояние газа, соответствующее условию Жуге, достигается в зонах НII, получены усредненные параметры ДВ, имеющие стандартный вид [9]. Оценена удельная энергия взрывчатого превращения процесса: ~ 1 эВ на частицу.

Рассмотрим задачу о волне звездообразования в одномерном приближении.

Волна со скоростью D распространяется по газу с начальной плотностью ρ_0 и давлением p_0 . За фронтом волны имеется поток газа со средней плотностью ρ и температурой T и поток звезд с массой в единице объема ρ_* . В общем случае скорости этих потоков не совпадают, так как после конденсации звезды теряют механическую связь с окружающим газом. На рис. 2 приведена схема течения газа в системе отсчета, движущейся со скоростью волны.

В системе отсчета, связанной с волной, законы сохранения массы, импульса и энергии имеют вид

$$\rho_0 D = \rho u + \rho_* u_*, \quad (1)$$

$$p_0 + \rho_0 D^2 = p + \rho u^2 + \rho_* u_*^2, \quad (2)$$

$$q = \frac{\rho u}{\rho_0 D} \varepsilon - \varepsilon_0 + \frac{\rho u}{\rho_0 D} \frac{p}{\rho} - \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{1}{2} \left[\frac{\rho u^3}{\rho_0 D} + \frac{\rho_* u_*^3}{\rho_0 D} - D^2 \right]. \quad (3)$$

Здесь u и u_* — скорость газа и звезд относительно фронта волны; ε и p — внутренняя энергия и давление идеального газа, ε_0 и p_0 — их невозмущенные значения; величина q в классической детонации — это удельная теплота химических реакций, здесь q — не полная энергия, поступившая в окружающую среду от звезд в виде излучения и звездного ветра, а лишь та ее часть, которая пошла на нагревание газа в зонах НII, отнесенная к массе газа, вовлеченного в волну.

К этим уравнениям нужно добавить условие Жуге

$$u^2 = \gamma p / \rho \quad (4)$$

и уравнение состояния газа

$$p / \rho = RT / \mu. \quad (5)$$

В дальнейшем примем во внимание следующие обстоятельства. По основанным на наблюдениях оценкам доля массы исходного облака, переходящая в звезды, $\alpha = \rho_* u_* / \rho_0 D \approx 0,1-0,2$. В системе уравнений (1)–(5) пренебрегаем слагаемыми, содержащими множитель $\alpha(u - u_*)$, так как $u \approx u_*$, что будет показано далее. Кроме того, опускаем слагаемые, содержащие ε_0 и p_0 , полагая волну сильной.

С учетом сделанных замечаний из системы уравнений (1)–(5) получим параметры ДВ:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = (1 - \alpha) \frac{\gamma + 1 - \alpha}{\gamma}, \quad D^2 = \frac{p}{\rho} \frac{(\gamma + 1 - \alpha)^2}{\gamma}, \quad u^2 = \gamma \frac{p}{\rho}, \quad q = \frac{p}{\rho} \frac{1 - \alpha}{2} \frac{\gamma + 1 + \alpha(\gamma - 1)}{\gamma(\gamma - 1)}.$$

Из этих соотношений при $\alpha = 0$ следуют обычные соотношения для сильной ДВ [9].

Для численной оценки параметров ДВ примем, что в зонах ионизованного водорода с температурой $T \approx 10^4$ К достигается условие Жуге. Используя уравнение состояния, а также полагая на этом этапе $\alpha \approx 0$, получим $\rho / \rho_0 \approx 1,6$; $p / \rho \approx 1,7 \cdot 10^8$ Дж/кг; $u \approx 1,7 \cdot 10^4$ м/с; $D \approx 2,7 \cdot 10^4$ м/с; $q \approx 2 \cdot 10^8$ Дж/кг.

Эти параметры, полученные на основе законов сохранения, нужно рассматривать как

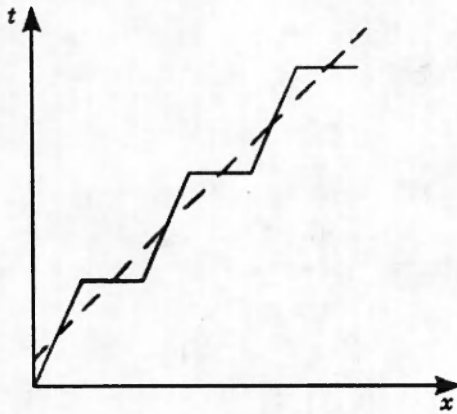


Рис. 3. Качественная $x-t$ -диаграмма процесса:

наклонные участки кривой соответствуют движению УВ со скоростью D_s , средний наклон кривой (штриховая линия) — движению ДВ со скоростью D

усредненные по большому интервалу времени. На самом деле волна имеет существенно нестационарный пульсирующий характер. Действительно, согласно приведенному выше сценарию процесс начинается с того, что на границе раздела исходное облако — зона НII формируется изотермическая ударная волна [1, 4, 5, 8], которая со скоростью D_s движется по исходному облаку. Фаза сжатия и накопления газа за фронтом волны длится до тех пор, пока не будут созданы условия для образования нового поколения звезд. Сверху время фазы сжатия ограничено временем жизни горячих звезд и составляет $\approx 10^6 \div 10^7$ лет. Заканчивается фаза сжатия вспышкой звездообразования. Ультрафиолетовое излучение звезд ионизирует и прогревает окружающий их газ. За время $\approx 10^3$ лет формируется новая зона НII с плотностью частиц, практически равной плотности в исходном молекулярном облаке, а фронт ударной волны (УВ) скачком переносится вперед на размер зоны НII [1, 2].

На рис. 3 приведена качественная $x-t$ -диаграмма процесса.

Определим параметры газа, сжатого сильной изотермической УВ. В системе отсчета, связанной с УВ, имеются соотношения

$$D_s^2 \sim p_s / \rho_0, \quad u_s \sim D_s \rho_0 / \rho_s.$$

Условие на контактном разрыве УВ — зона НII и уравнение состояния для каждой из областей дают дополнительные соотношения

$$p_s = p, \quad p_s = \rho_s R T_s / \mu_s, \quad p \sim \rho_0 R T / \mu.$$

Индекс s относится к параметрам газа за фронтом волны на таком расстоянии от ударного скачка, где установилась конечная температура.

Из последних двух уравнений получим сжатие в УВ:

$$\rho_s / \rho_0 = T \mu_s / T_s \mu.$$

Учитывая, что за фронтом УВ сжатый газ может остывать до температуры $30 \div 100$ К, а $\mu_s = 1 \div 2$ в зависимости от состояния газа (водород в молекулярном или атомарном состоянии) [4], сжатие может достигать величины $\rho_s / \rho_0 \sim 10^3$. Скорость УВ при этом будет $D_s \approx 1,3 \cdot 10^4$ м/с.

Использованная ранее скорость потока звезд относительно фронта ДВ теперь с учетом сильного сжатия газа в УВ определяется так:

$$u_* \approx D - D_s = D(1 - \sqrt{\gamma} / (1 + \gamma)) \approx 0,5 D \approx 1,3 \cdot 10^4 \text{ м/с.}$$

Эта величина и оценивается из наблюдений как скорость волны звездообразования.

В системе уравнений (1)–(5) опущены слагаемые, содержащие множитель $\alpha(u - u_*)$. Чтобы убедиться в их малости, оценим скорость потока звезд относительно потока газа:

$$u - u_* = u(\sqrt{\gamma} - 1)/\gamma \approx 0,17u.$$

Следовательно, $\alpha(u - u_*) \approx 0,04u$ и использованное приближение справедливо.

Исследуемый процесс имеет ряд особенностей, отличающих его от привычных ДВ. Как отмечалось выше, рассмотренная нами ДВ в галактическом газе лишь в среднем подобна классической, но в детальной структуре и динамике распространения имеет существенные отличия. Спокойный период сжатия и накопления газа за фронтом изотермической УВ заканчивается конденсацией звезд нового поколения. С образованием звезд УВ исчезает, чтобы, спустя короткое время, возникнуть на новом месте, отстоящем от предыдущего на размер зоны НII. Скачкообразный характер движения УВ обусловлен комплексом явлений: зависимостью реакции тепловыделения от критической массы накопленного газа и «спусковым механизмом» выделения энергии; практически мгновенным (в масштабе явления) образованием обширных зон ионизованного водорода вокруг молодых горячих звезд под воздействием их ультрафиолетового излучения.

В газовой динамике известны скачкообразные или галолирующие режимы распространения ДВ [10–13], в которых мгновенная скорость движения ударного разрыва отличается от средней скорости ДВ и периодически меняется во времени. Меняются и другие параметры волны, однако все эти изменения имеют, скорее, эволюционный характер. Каждая частица горючей смеси проходит фазу сжатия в УВ. Ни в один из моментов времени головная УВ не исчезает, а скачком меняются ее амплитуда, скорость и т. д. Подбором параметров детонирующей среды и граничных условий можно исключить подобные режимы.

В данном случае скачкообразность процесса — свойство самого явления и условие его существования. Разные частицы исходного газа могут проходить различающиеся последовательности состояний. Одни подвергаются сжатию и последующему расширению в волне разгрузки, из этих частиц конденсируются звезды. Другие, прогретые излучением звезд, проходят лишь фазу разгрузки (зоны НII).

Отметим еще одну особенность волны звездообразования. Образовавшиеся за УВ звезды из-за быстрой потери связи с окружением сохраняют скорость породившего их газа. Поэтому, когда на границе зоны НII возникнет новая УВ, эти звезды будут двигаться за ней приблизительно на постоянном расстоянии, выполняя роль своеобразного поршня и поддерживая примерно постоянные условия в зоне контактного разрыва.

Автор выражает признательность Ю. Н. Ефремову, поддержавшему идею настоящей работы, Р. М. Гарипову и участникам его семинара, коллегам А. А. Васильеву и С. Д. Гилеву за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Elmegreen B. G., Lada C. J. Sequential formation of subgroups in *OB* associations // *Astrophys. J.* 1977. V. 214. P. 725–741.
2. **Физика космоса** / Под ред. Р. А. Сюняева. М.: Сов. энциклопедия, 1986.
3. **Ефремов Ю. Н.** Очаги звездообразования в галактиках. М.: Наука, 1989.
4. **Каплан С. А., Пикельнер С. Б.** Физика межзвездной среды. М.: Наука, 1979.
5. **Космическая газодинамика** / Под ред. Х. Дж. Хабинга. М.: Мир, 1972.

6. **Dopita M. A., Mathewson D. S., Ford V. L.** Shapley constellation III. A region of self-propagation star formation // *Astrophys. J.* 1985. Т. 297. P. 599–606.
7. **Thronson H. A., Lada C. J., Hewagama T.** The W3 molecular cloud // *Astrophys. J.* 1985. V. 297. P. 662–676.
8. **Elmegreen B. G., Elmegreen D. M.** Star formation in shock-compressed layers // *Astrophys. J.* 1978. V. 220. P. 1051–1062.
9. **Зельдович Я. Б., Компанеев А. С.** Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
10. **Manson N., Brochet C., Brossard, Pujol Y.** Vibration phenomena and instability of self-sustained detonation in gases // 9th Symp. (Int.) on Combust. 1962. P. 461–469.
11. **Ульяницкий В. Ю.** Исследование галолирующего режима газовой детонации // *Физика горения и взрыва.* 1981. Т. 17, № 1. С. 118–124.
12. **Васильев А. А.** О геометрических пределах распространения газовой детонации // *Физика горения и взрыва.* 1982. Т. 18, № 2. С. 132–136.
13. **Манжалей В. И.** Режимы детонации в капиллярах // *Физика горения и взрыва.* 1992. Т. 28, № 3. С. 93–99.

Поступила в редакцию 23/1 1996 г.
