

УДК 524.52—36

СТОЛКНОВЕНИЯ МАССИВНЫХ ГАЗОВЫХ ОБЛАКОВ  
С ПЕРВИЧНЫМ ХИМИЧЕСКИМ СОСТАВОМ

А. А. СУЧКОВ, Ю. А. ЦЕКИНОВ, М. А. ЭДЕЛЬМАН

Поступила 22 июля 1981

Принята к печати 27 июля 1982

Рассматривается термохимическая эволюция вещества с первичным химическим составом при столкновениях газовых облаков со скоростями 40—200 км/с; массы облаков  $M = 10^6 \div 10^9 M_{\odot}$ . Найдены изменения со временем температуры, степени ионизации и концентрации молекул  $H_2$  и HD за фронтом ударной волны. Показано, что молекулы  $H_2$  и HD образуются в значительном количестве; они обеспечивают охлаждение газа до температур  $T \sim 10 - 30$  К. Результаты обсуждаются в связи с проблемой звездообразования на ранних стадиях формирования галактик.

1. *Введение.* Существует убежденность, что эффективным механизмом звездообразования может быть столкновение газовых облаков. Тинсли и Ларсон, например, построили модель эволюции эллиптических галактик, в которой этот механизм является определяющим [1]. Однако, как это ни парадоксально, последовательный количественный анализ самого процесса столкновения и сопровождающего его звездообразования до сих пор не был сделан, и идея об усиленном рождении звезд в этом процессе была основана только на общих соображениях о том, что за фронтом столкновительной ударной волны происходит сильное сжатие и быстрое охлаждение газа, т. е. возникают условия для гравитационной фрагментации на малые, предположительно звездные, массы. На самом деле эта схема упускает из виду ряд принципиальных факторов. Как показал Стоун [2, 3], условия гравитационной неустойчивости практически не меняются в результате столкновения; в итоге он пришел к заключению, что этот процесс вообще не влияет на звездообразование. Но в работе [4] было обращено внимание на то, что в сжатом ударной волной слое развивается неустойчивость типа неустойчивости Рэлея—Тейлора, рассмотренная Элмегринами [5]. С учетом этого обстоятельства рождение звезд оказывается возможным, причем только в ограниченном интервале масс, зависящем от скорости столкновения, массы облаков, их химического состава и интенсивности космических лучей или рентгеновского излучения, нагревающих газ [4].

аналогичном контексте задачу о столкновениях облаков рассмотрел Смит [6]. Он также пришел к выводу о возможности рождения звезд при столкновениях в некотором ограниченном интервале чисел Маха.

В работах [4, 6] задача о столкновении была рассмотрена применительно к современным условиям в Галактике (с включением случая, когда содержание тяжелых элементов на два порядка меньше современного [4]). В настоящей работе мы анализируем столкновения облаков с первичным (космологическим) химическим составом. Рассматриваются облака с массами  $M_c = 10^8 + 10^9 M_\odot$  и скорости столкновения  $V_{st} = 40 + 200$  км/с. Такие параметры могут быть характерны для протогалактики и для газовых облаков в протоскоплениях галактик. Эти условия близки к тем, которые предполагаются в [1].

Заметим, что рассмотренную ниже задачу вовсе не обязательно связывать именно с облаками; она может описывать взаимодействие турбулентных сверхзвуковых потоков и иметь отношение к звездообразованию в протогалактике со сверхзвуковой турбулентностью.

2. *Постановка задачи. Динамика столкновения.* Для простоты будем рассматривать два одинаковых облака с однородным распределением плотности. При их столкновении от контактной плоскости в обе стороны идет ударная волна, за фронтом которой газ нагревается до высоких температур,  $T \sim m v_{st}^2 / k$ , где  $m$  — масса атома водорода,  $v_{st}$  — скорость облака в системе центра масс,  $k$  — постоянная Больцмана. Через время  $\tau_0 \lesssim 10^4$  лет газ охлаждается до  $T \sim 10^4$  К, так что время поперечного расширения сжатого ударной волной газа составляет  $t_{\perp} \gtrsim D_c / (10 \text{ км/с})$ , где  $D_c$  — характерный размер облака. Время столкновения имеет порядок  $t_{st} \sim D_c / v_{st}$ . Рассматривая скорости  $v_{st} > 10$  км/с, имеем  $t_{\perp} > t_{st}$ , поэтому для облаков с размерами  $D_c \gg v_{st} \cdot \tau_0 > 0.1 \text{ nk}$  (или  $M_c \gg \gg 10^{-3} \mu_0 M(\odot)$ ) мы можем пренебречь поперечным движением в сжатом слое и решать только одномерную задачу.

Течение газа за фронтом ударной волны можно считать квазистационарным, поскольку характерное время установления движений в сжатом слое  $t_r \sim h / v_s$ , где  $h$  — толщина слоя,  $v_s$  — скорость звука в нем, меньше времени столкновения облаков  $t_{st}$ . Действительно,  $h \leq D_c \rho_0 / \rho_s$ , где  $\rho_0, \rho_s$  — плотность до столкновения и после;  $v_s \sim v_{st} (T / T_{ps})^{1/2}$ ,  $\rho_s \sim 4 \rho_0 T_{ps} / T$ ,  $T_{ps}$ ,  $T$  — температура газа непосредственно за фронтом ударной волны и вдали от него, индекс „ps“ относится к параметрам сразу за фронтом ударной волны. Подставляя это в выражение для  $t_r$ , получим  $t_r \leq (1/4) t_{st} (T / T_{ps})^{1/2}$ . Это обстоятельство упрощает решение задачи.

Так как скорость направленного движения газа  $v_{st}$  мала по сравнению с тепловой скоростью электронов, температура электронного газа  $T_e$  сразу за фронтом ударной волны увеличивается незначительно (приблизительно в  $\sim 2.5$  раза) и  $T_e$  будет меньше температуры ионов  $T_i$  [7] (см. также [8]). По мере погружения лагранжева элемента в сжатый слой электронный газ нагревается ионами. Одновременно часть тепловой энергии теряется при неупругих столкновениях электронов с тяжелыми частицами. Плотность в лагранжевом элементе  $\rho$  и его скорость  $v$  (относительно фронта волны) определяются из уравнений сохранений массы  $\rho v = \text{const}$  и импульса  $\rho + \rho v^2 = \text{const}$ . Учитывая, что во всех рассмотренных нами случаях количество дважды ионизованного гелия оказывается пренебрежимо малым, мы можем положить  $n_{\text{He}^{++}} + n_{\text{He}^+} = 0.1 (n_{\text{H}} + n_p)$ . Подставляя теперь в качестве  $p$  сумму парциальных давлений электронного и ионного газов:  $p = k n [(x + 0.1 y) T_e + 1.1 T_i]$  и исключая из этих уравнений  $v$ , получим:

$$\rho = \frac{8}{3} \rho_0 \frac{[(x + 0.1 y) T_e + 1.1 T_i]_{ps}}{(x + 0.1 y) T_e + 1.1 T_i} \left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{3}{4} \frac{(x + 0.1 y) T_e + 1.1 T_i}{[(x + 0.1 y) T_e + 1.1 T_i]_{ps}}} \right\}, \quad (1)$$

после чего скорость находится из уравнения сохранения массы:

$$v = \frac{4}{3} \frac{\rho_0}{\rho} v_{st}, \quad (2)$$

где  $x = n_p / (n_{\text{H}} + n_p)$  — степень ионизации водорода,  $n_p$  — плотность протонов,  $n_{\text{H}}$  — плотность нейтральных атомов водорода,  $n = n_{\text{H}} + n_p$ ,  $y = n_{\text{He}^{++}} / (n_{\text{He}^+} + n_{\text{He}^{++}})$  — степень ионизации гелия,  $n_{\text{He}^+}$  — плотность однократно ионизованного гелия,  $n_{\text{He}}$  — плотность нейтральных атомов гелия.

При охлаждении газа в сжатом слое скорость фронта уменьшается практически до нуля. Начиная с этого момента ( $t \geq \tau_0$ ) вместо уравнения (2) следует использовать уравнение

$$v = \frac{\rho_0}{\rho} v_{st}. \quad (3)$$

К уравнениям (1), (2), (3) нужно добавить уравнения энергообмена и химической кинетики.

При анализе столкновения облаков в протогалактике ролью гравитации можно пренебречь. Действительно, отношение кинетической энергии сталкивающихся облаков к их гравитационной энергии равно

$$\delta \sim \frac{M_c v_{st}^2}{(GM_c^2/D_c)} \sim \frac{p_e}{G\sigma^2},$$

где  $p_e$  — динамическое давление натекающего на фронт волны газа,  $p_e = \rho_0 v_{st}^2$ ,  $G$  — гравитационная постоянная,  $\sigma$  — поверхностная плотность массы. При  $\delta \ll 1$  структура сжатого волной слоя определяется гравитацией, при  $\delta \gg 1$  — давлением. Принимая для определенности  $\delta \geq 3$ , получим эквивалентное условие:

$$\frac{M_c}{M_\odot} < 5 \cdot 10^9 \left( \frac{v_{st}}{100 \text{ км/с}} \right)^3 \left( \frac{n_0}{1 \text{ см}^{-3}} \right)^{-1/2}. \quad (4)$$

При  $v_{st} = 200$  км/с, что порядка вириальной скорости для облаков в протогалактике с массой  $M_g \sim 10^{11} M_\odot$  и  $n_0 \leq 10^3 \text{ см}^{-3}$  условие (4) выполняется при  $M_c \leq 10^9 M_\odot$ .

*Термохимическая эволюция.* Уравнение энергообмена для электронов в лагранжевом элементе объема имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{dT_{e5}}{dt} = & 8.52 \cdot 10^{-4} (T_{e5} - T_{e5}) [51 T_{e5}^{-3/2} x + (1-x)] n - \\ & - (L_1 + L_2) (1-x) n - 1.2 \cdot 10^{-3} (59 - T_{e5}) \exp\left(-\frac{2.45}{T_{e5}}\right) (1-y) n - \\ & - 0.15 T_{e5} \exp\left(-\frac{2.85}{T_{e5}}\right) (1-y) n - 3 \cdot 10^{-7} (1.74 T_{e5}^{1/2} + \\ & + 1.45 T_{e5}^{-1/2}) x n + \frac{2}{3} \frac{T_{e5}}{n} \frac{dn}{dt}, \end{aligned} \quad (5)$$

здесь  $T_5 = T/10^5$  К, время  $t$  измеряется в годах; первый член в правой части соответствует обмену энергией между электронами и тяжелыми частицами [7], во втором члене  $L_1$  (см<sup>3</sup>/год) — охлаждение, связанное с возбуждением электронами атомов водорода [9, 10],  $L_2$  (см<sup>3</sup>/год) — охлаждение, связанное с ионизацией водорода и последующим ускорением освобожденного электрона:

$$L_1 = \begin{cases} 0.072 T_{e5} (28.7 - T_{e5}) \exp\left(-\frac{1.58}{T_{e5}}\right), & T_{e5} \geq 0.2 \\ 0.75 (1.05 + T_{e5}) T_{e5}^{1/2} \exp\left(-\frac{1.58}{T_{e5}}\right), & T_{e5} < 0.2. \end{cases}$$

$L_2$  рассчитана на основе данных [9]; третий и четвертый члены в уравнении (5) описывают охлаждение, связанное с возбуждением и ионизацией атомарного гелия (по данным [9]); пятый — охлаждение при свободно-свободных и свободно-связанных переходах [11].

Энергообмен тяжелых частиц описывается уравнением:

$$\frac{dT_{is}}{dt} = -8.52 \cdot 10^{-4} (T_{is} - T_{e5}) [51 \cdot T_{e5}^{-3/2} + (1-x)] xn + \frac{2}{3} \frac{T_{is}}{n} \frac{dn}{dt}. \quad (6)$$

Здесь первый член соответствует обмену энергией с электронами, второй — нагреву при адиабатическом сжатии. Потери энергии ионов при неупругих столкновениях несущественны.

Уравнения ионизационного баланса для водорода и гелия:

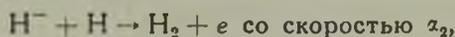
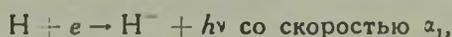
$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} = & 0.75 T_{e5}^{1/2} \exp\left(-\frac{1.58}{T_{e5}}\right) x(1-y)n - \\ & - 1.2 \cdot 10^{-6} T_{e5}^{-1/2} (0.06 - 0.5 \ln T_{e5} + 0.4 T_{e5}^{1/3}) x^2 n, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{dy}{dt} = 0.036 T_{e5}^{1/2} \exp\left(-\frac{2.85}{T_{e5}}\right) x(1-y)n - 1.4 \cdot 10^{-7} T_{e5}^{-1/2} xyn. \quad (8)$$

В уравнениях (7), (8) учтены ионизация атомов электронным ударом и радиативная рекомбинация на все уровни за исключением первого [9]. Вообще говоря, в уравнениях (6)—(8) необходимо было бы учитывать ионизацию водорода и гелия при атом-атомных столкновениях. Эти процессы могут давать заметный вклад в ионизационно-тепловой баланс непосредственно за фронтом, где  $T_e \ll T_i$  и  $x \leq 10^{-4}$ . Однако отсутствие надежных сечений этих процессов не позволяет произвести такой учет. Тем не менее, расчеты, сделанные нами для различных начальных значений  $x$ , указывают на слабую чувствительность термохимических свойств газа вдали за фронтом к изменениям  $x$ . Это дает нам основания считать, что уравнения (6)—(8) адекватно описывают поведение газа на временах  $t > \tau_{ei}$ , где  $\tau_{ei}$  — время обмена энергией между электронами и ионами. К тому же в реальных ситуациях следует ожидать больших значений  $x$ , так как уже остаточная степень ионизации после отрыва излучения от вещества во Вселенной составляет  $x \sim 10^{-4}$ .

Начиная с температуры  $T \approx 9000$  К мы учитывали возможность образования молекул водорода. На этих стадиях электронная и ионная температуры становятся равными, а гелий оказывается практически нейтральным. Поэтому здесь свойства газа описываются уравнениями ионизации водорода (7) с  $T_e = T$ , уравнениями кинетики для молекулярного водорода и уравнением энергообмена с учетом высвечивания энергии в линиях  $H_2$ , а также (при  $T \leq 200$  К) HD.

Содержание  $H_2$  определяется главным образом реакциями:



здесь обозначения те же, что и в [12]. За время  $t \sim (10^9/n)$  с устанавливается содержание иона  $H^-$ , равное  $n_{H^-} = \alpha_1 n_e / \alpha_2$ . Учитывая это, уравнение для  $H_2$  можно записать в виде

$$\frac{dx_{H_2}}{dt} = \alpha_1 n_H x - \alpha_3 n_H x_{H_2}, \quad (9)$$

где  $x_{H_2} = n_{H_2}/n$ , время в секундах.

При температуре  $T < 200$  К основной вклад в охлаждение дают молекулы HD. Они образуются в обменных реакциях между  $H_2$  и D или  $D^+$ . Времена установления равновесия в этих реакциях малы, поэтому, следуя [13], можно принять:

$$\frac{n_{HD}}{n_H} = 2 \frac{n_D}{n_H} \exp\left(\frac{465}{T}\right). \quad (10)$$

В расчетах мы принимали  $[D]/[H] = 1.4 \cdot 10^{-5}$ . Здесь  $n_D$ ,  $n_H$  — плотности частиц атомарного дейтерия и водорода,  $[D]/[H]$  — отношение обилия D и H по числу частиц.

С учетом охлаждения молекулами  $H_2$  и HD уравнение для температуры имеет вид:

$$\frac{dT_3}{dt} = -10^{-2} L_1 n (1-x) x - L_H x_H - L_{HD} x_{HD} + \frac{2}{3} \frac{T_3}{n} \frac{dn}{dt}, \quad (11)$$

где  $T_3 = T/10^3$  К,  $x_{HD} = n_{HD}/n$ , время в годах, функция  $L_H$  по данным [14—16], функция  $L_{HD}$  взята из [13]. К уравнениям (7), (9), (11) необходимо еще добавить уравнение сохранения импульса:

$$n = \rho_0 v_{st}^2 / [k T (1.1 - x_H - x_{HD})].$$

Фотодиссоциация молекул  $H_2$  и HD, а также ионов  $H^-$  излучением, поступающим из горячих областей вблизи ударного фронта, несущественна. Скорость фотодиссоциации  $H_2$  и  $H^-$  при  $v_{st} \sim 100$  км/с оказывается порядка  $6 \cdot 10^{-11} \text{ с}^{-1}$  и  $10^{-10} \text{ с}^{-1}$  соответственно, в то же время скорости разрушения молекул  $H_2$  в процессе  $H + H_2 \rightarrow 3H$  и

иона  $H^-$  в процессе  $H + H^- \rightarrow H_2 + e$  имеют порядок  $2 \cdot 10^{-11} \text{ л с}^{-1}$  и  $10^{-1} \text{ л с}^{-1}$ . Температура  $T \sim 10^4 \text{ К}$ , при которой начинается образование молекул  $H_2$ , достигается в рассматриваемых нами условиях при  $n > 10^3 \text{ см}^{-3}$ . Поэтому разрушение  $H_2$  и  $H^-$  излучением на несколько порядков менее эффективно, чем в столкновительных процессах.

В качестве начальных условий при решении системы (5)—(8) использовались условия непосредственно за фронтом ударной волны. Начальное значение ионной температуры  $T_{i0} = T_{i0s}$  находилось из уравнения

$$[k(n_H + n_{H^-}) T_i + \rho v^2]_{rs} = \rho_0 v^2, \quad (12)$$

где  $\rho_0$ ,  $v$  — плотность вещества и скорость перед фронтом волны, скорости приведены в системе, связанной с фронтом. Давлением электронного газа в левой части (12) пренебрегалось из-за того, что сразу за фронтом  $T_e \ll T_i$ . Начальное значение электронной температуры  $T_{e0}$  находилось приравниванием правой части уравнения (5) нулю: такая температура устанавливается через время  $t \sim \tau_{ei}$  [7].

Начальную степень ионизации водорода  $x_0$  мы варьировали от  $10^{-2}$  до  $10^{-1}$ , а  $y_0$  во всех вариантах полагали равным нулю. Были рассчитаны модели с исходной плотностью частиц в облаках  $n_0 = 1, 10, 10^2$  и  $10^3 \text{ см}^{-3}$  и скоростью в системе центра масс  $v_{st} = 40, 60, 80, 100, 150, 200 \text{ км/с}$ .

3. *Результаты.* Как уже отмечалось, сразу после пересечения ударного фронта лагранжевым элементом температура ионов  $T_i$  значительно превосходит электронную температуру  $T_e$ . Из-за того, что начальная плотность электронов  $n_e$  мала, ионы медленно теряют энергию, однако ее достаточно, чтобы заметно нагреть электроны. В результате  $T_e$  меняется быстрее, чем  $T_i$ . По мере увеличения  $n_e$  тепловой контакт между электронами и ионами усиливается и, начиная с  $x \sim 0.1$ ,  $T_i$  падает очень быстро — за время порядка нескольких  $\tau_{ei}$ . При этом  $T_e$  быстро растет и достигает максимального значения, начиная с которого становятся важными потери энергии при неупругих столкновениях. Примерно в этот же момент электронная и ионная температуры выравниваются, а  $x$  и  $y$  достигают максимальной величины. Эта стадия детально описана в [7] для газа с современным химическим составом. На рис. 1 представлено решение уравнений (5)—(8) на начальной стадии для одной из моделей.

В расчетах мы не учитывали теплопроводность, что приводит к некоторому занижению размера зоны резкого изменения температур  $T_e$  и  $T_i$ , а также степени ионизации [7]. Это не окажет заметного влияния на дальнейшее поведение газа, так как при охлаждении до  $T \sim 3 \cdot 10^4 \text{ К}$  длина

свободного пробега частиц резко уменьшается. Тем более теплопроводность незначительна при  $T < 10^4$  К, поскольку здесь длина пробега много меньше масштабов, на которых изменяется температура. Влияние излучения, в том числе  $L_c$ , выходящего из горячего слоя, также незначительно (см. [7]).

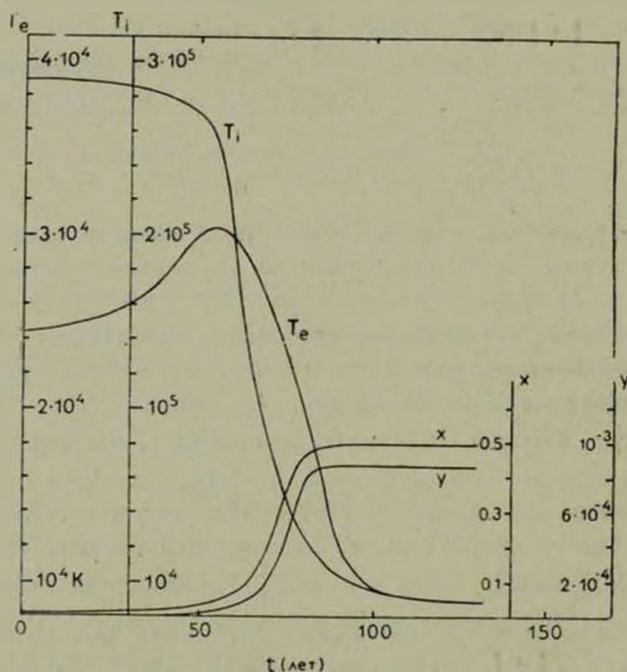


Рис. 1. Начальные стадии эволюции газа в лагранжевом элементе за фронтом ударной волны. Скорость облаков  $v_{st} = 100$  км/с, плотность частиц в облаке перед столкновением  $n_0 = 10 \text{ см}^{-3}$ , степень ионизации  $x_0 = 10^{-2}$ . Шкалы для  $T_e$ ,  $T_i$ ,  $x$  и  $y$  различны.

Достигнув максимума, степень ионизации  $x$  почти перестает меняться, тогда как температура заметно падает. Это связано с тем, что время рекомбинации при  $T = 10^4 \div 10^5$  К много меньше времени охлаждения. При  $T \sim 10^4$  К электронная концентрация оказывается существенно больше значения, определяемого формулой Эльверта. Это обеспечивает эффективное образование молекул  $\text{H}_2$  и последующее уменьшение температуры при высвечивании в линиях  $\text{H}_2$ .

При  $T \sim 10^4$  К гелий ионизован уже слабо, поэтому количество электронов определяется только величиной  $x$ . На рис. 2 представлено семейство решений  $x(t)$  для  $n_0 = 10 \text{ см}^{-3}$  и  $v_{st} = 60, 80, 100$  км/с. Здесь же приведены решения значения  $x_{\text{H}_2}(t)$ . Обратим внимание на

слабую зависимость конечного значения  $x_{H_2}$  от скорости сталкивающихся облаков  $v_{st}$ :  $x_{H_2} \approx 3 \cdot 10^{-3}$ . Вариации начального значения степени ионизации влияют только на время, в течение которого происходит релаксация температур  $T_i$  и  $T_e$ , но мало сказывается на поведении  $T$  и  $x$ , а следовательно и  $x_{H_2}$ , при  $T \leq 10^4$  К.

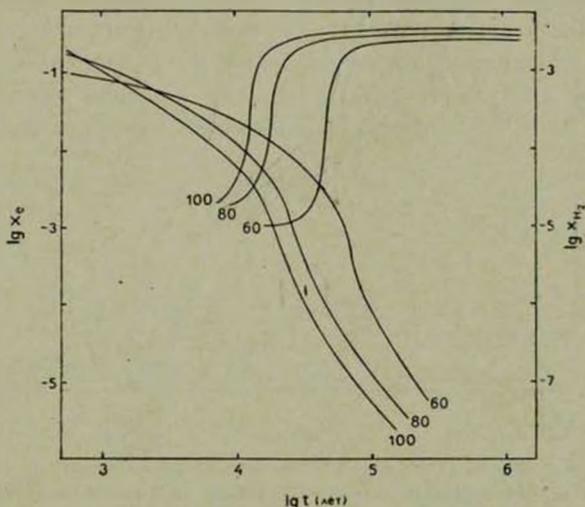


Рис. 2. Электронная концентрация  $x_e = n_e / (n_H + n_D + n_{He} + n_{He^+})$  — левая шкала и концентрация молекул водорода — правая шкала в лагранжевом элементе на поздних стадиях его эволюции,  $t > 10^3$  лет. Плотность частиц в исходном облаке  $n_0 = 10 \text{ см}^{-3}$ . Кривые помечены значениями величины  $v_{st}$  (км/с).

Значение температуры через время  $t > 3 \cdot 10 \cdot 10^6$  лет слабо зависит от параметров сталкивающихся облаков. Приблизительно оно равно:

$$T \approx 350 \text{ К} \left( \frac{t}{1 \text{ год}} \right)^{-0.2}. \tag{13}$$

Однако при  $t < 3 \cdot 10$  млн. лет температура чувствительна к  $v_{st}$  и  $n_0$ . Это хорошо видно на рис. 3. Для  $n_0 = 10 \text{ см}^{-3}$  с увеличением  $v_{st}$  от 40 км/с до 100 км/с эффективность охлаждения молекулами  $H_2$  растет: при  $v_{st} = 40$  км/с  $H_2$  включается в охлаждение через время  $t \sim 2 \cdot 10^6$  лет, а при  $v_{st} = 100$  км/с — уже через  $t \sim 2 \cdot 10^4$  лет. Это понятно: увеличение скорости ведет к росту плотности в лагранжевом элементе. Однако при  $n = 10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-3}$  становится важной деактивация колебательных уровней столкновениями [14], и скорость охлаждения моле-

кулами  $H_2$  уменьшается. Поэтому уже при  $v_{st} = 200$  км/с  $H_2$  включается в охлаждение позже — при  $t \sim 4 \cdot 10^4$  лет.

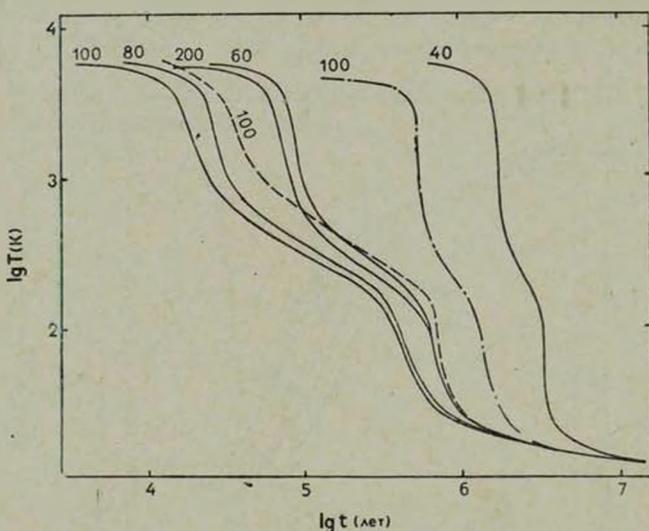


Рис. 3. Тепловая эволюция газа в лагранжевом элементе спустя  $t \sim 10^4$  лет после прохождения им фронта ударной волны. Сплошные линии соответствуют плотности частиц в облаке перед столкновением  $n_0 = 10 \text{ см}^{-3}$ , пунктирная линия —  $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$ , штрихпунктирная —  $n_0 = 10^2 \text{ см}^{-3}$ . Кривые помечены значениями величины  $v_{st}$  (км/с).

Аналогично влияние на  $T(t)$  оказывает и изменение  $n_0$ . Например, с увеличением  $n_0$  от  $1 \text{ см}^{-3}$  до  $10 \text{ см}^{-3}$  для  $v_{st} = 100$  км/с эффективность охлаждения молекулами растет, но уже для  $n_0 = 100 \text{ см}^{-3}$  и  $v_{st} = 100$  км/с молекулярный водород включается в охлаждение лишь при  $t \geq 4 \cdot 10^5$  лет.

Таким образом, столкновения облаков с первичным химическим составом сопровождаются эффективным образованием молекул  $H_2$  и HD, в результате чего газ охлаждается до температур  $T \sim 20$  К. При этом масса изотермического шара, критического по отношению к сжатию под действием гравитации и внешнего давления, равна:

$$M_s = \frac{1.18 v_{st}^4}{G^{3/2} p_s^{1/2}} = 10^{-2} T^2 \left( \frac{n_0}{10 \text{ см}^{-3}} \right)^{-1/2} \left( \frac{v_{st}}{100 \text{ км/с}} \right)^{-1} M_\odot. \quad (14)$$

Подставляя сюда для  $T$  значение, определяемое выражением (13) при  $t \sim \tau_{st}$ , и полагая  $v_{st}$  равным значению вириальной скорости  $v^2 = 2GM_g/D_g$ , для  $n_g = 0.1 \text{ см}^{-3}$ ,  $n_0 = 10^2 \text{ см}^{-3}$ ,  $M_g = 10^{11} M_\odot$  и  $M_c =$

$= 10^7 M_{\odot}$  получим  $M_s = 0.8 M_{\odot}$ . Эта оценка слабо зависит от параметров протогалактики и входящих в нее облаков: легко показать, что  $M_s \propto M_c^{-0.13} M_g^{-0.2}$ . Однако, если удовлетворяется условие (4), то значение джинсовской длины  $\lambda_J$ , рассчитанной для параметров слоя, значительно превосходит его толщину. В этом случае чисто гравитационная неустойчивость неэффективна — ее инкремент мал. Учет возмущения границы слоя существенно уменьшает критическую длину неустойчивости и увеличивает ее инкремент [5]. Возможно, на этом пути лежит решение вопроса о характеристиках звезд, рождающихся при столкновении первичных облаков.

Ростовский государственный  
университет

## THE COLLISIONS OF MASSIVE GAS CLOUDS WITH PRIMEVAL CHEMICAL COMPOSITION: DYNAMICS AND STAR FORMATION

A. A. SUCHKOV, YU. A. SHCHEKINOV, M. A. EDEL'MAN

The thermal-chemical evolution of colliding massive clouds with primeval chemical composition is considered. The calculations are made for clouds of masses  $10^6$ — $10^9 M_{\odot}$  and velocities of 40—200 km/s. The temporal behavior of the temperature, fractional ionization and abundance of  $H_2$  and HD- molecules behind the shock are investigated. The amount of  $H_2$  and HD- molecules produced behind the shock is shown to be sufficient to cool the gas down to 10—30 K. The obtained results are discussed as related to star formation in the early galaxy.

### ЛИТЕРАТУРА

1. B. M. Tinsley, R. B. Larson, M. N., 186, 503, 1979.
2. M. Stone, Ap. J., 159, 277, 1970.
3. M. Stone, Ap. J., 159, 293, 1970.
4. А. А. Сучков, Ю. А. Щеквинов, М. А. Эдельман, *Астрофизика* (в печати).
5. B. C. Elmegreen, D. M. Elmegreen, Ap. J., 221, 1051, 1978.
6. J. Smith, Ap. J., 238, 842, 1980.
7. С. Б. Пикельнер, *Изв. Крымской обс.*, 12, 93, 1954.
8. Я. Б. Зельдович, Ю. Т. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений*, Наука, М., 1966.
9. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, Наука, М., 1979.
10. M. V. Penston, Ap. J., 162, 771, 1970.

11. К. Ленг, *Астрофизические формулы*, т. 1, Мир, М., 1978.
12. Ю. А. Шекинов, М. А. Эдельман, *Письма АЖ*, 4, 435, 1978.
13. Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, *Письма АЖ*, 2, 574, 1976.
14. В. К. Херсонский, Д. А. Варшалович, *Астрон. ж.*, 55, 487, 1978.
15. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Физика межзвездной среды*, Наука, М., 1979.
16. S. Nishimura, K. Takayanagi, *P.A.S. Japan*, 12, 77, 1960.