

УДК: 524.7:53

ВКЛАД МОЛЕКУЛ HD В ОХЛАЖДЕНИЕ ПЕРВИЧНОГО ГАЗА

Е.О.ВАСИЛЬЕВ^{1,2}, Ю.А.ШЕКИНОВ²

Поступила 25 апреля 2005

Принята к печати 12 августа 2005

В работе исследовано влияние молекул HD на термохимическую эволюцию первичного газа за фронтами ударных волн, возможно возникающих в эпоху формирования галактик. Показано, что существует критическое значение скорости ударной волны, при котором дейтерий эффективно переходит в молекулы HD и вклад в охлаждение от молекул HD оказывается доминирующим. Начиная с этого значения скорости ударной волны газ способен охлаждаться до значений, близких к температуре реликтового излучения. При этом величина массы Джинса в этом случае будет зависеть только от красного смещения и начальной плотности $M_J \propto \delta_z^{-0.5} (1+z)^{0.5}$. При $z \geq 45$ молекулы HD нагревают газ, а при больших красных смещениях, вообще, перестают играть значительную роль в тепловой эволюции газа.

1. *Введение.* Образование звезд определяется в первую очередь способностью газа охлаждаться. В первичном веществе в отсутствие металлов радиационное охлаждение газа обеспечивается в основном молекулярным водородом и его изотопным аналогом HD. Молекулы H_2 и HD в расширяющейся Вселенной образуются после рекомбинации водорода [1-5]. Благодаря наличию дипольного момента и низкой энергии возбуждения, молекулы HD могут эффективно охлаждать газ при температурах $T \leq 200$ K, где скорость охлаждения на молекулах H_2 резко уменьшается. Если в первичном газе нет достаточного количества молекул HD, то он практически перестает охлаждаться при $T \leq 200$ K.

Таким образом, тепловой режим первичного газа в области низких температур, а следовательно и характеристики первых звезд во Вселенной, критичны к концентрации молекул HD. В настоящее время отсутствует анализ условий, в которых HD образуется достаточно эффективно. Различные авторы, исследовавшие роль молекул HD на дозвездных стадиях эволюции Вселенной, приходят к качественно отличающимся выводам. В частности, в [1] показано, что охлаждение на молекулах HD при сжатии сферического облака никогда не доминирует над охлаждением от H_2 . В то же время авторы [6-8] указывают на важность охлаждения на молекулах HD при сжатии первичных облаков, хотя их расчеты и ограничены только начальными стадиями сжатия. Очевидно, впрочем,

что окончательная концентрация HD существенным образом зависит от тепловой эволюции газа в области температур $T > 500$ К. Отличие в указанных заключениях о роли HD связано с тем, что авторы [1], с одной стороны, и [6-8], с другой, брали разные начальные условия в газе. Кроме того, в работе [1] расчеты проводились с завышенной функцией охлаждения на молекулярном водороде. Поэтому для того, чтобы сделать уверенные заключения о роли молекул HD в дозвездном веществе, необходимо исследовать эффективность образования HD как можно в более широком интервале начальных условий.

Известно, что эффективность образования молекул H_2 , а с ними и HD, значительно возрастает за фронтами ударных волн [10-13]. Это связано в первую очередь с тем, что за фронтами УВ температура газа и степень ионизации достаточно высоки, вследствие чего увеличиваются скорости молекулярных реакций. При охлаждении газа за фронтом до температур $\sim 10^4$ К в нем сохраняется достаточно высокая относительная концентрация электронов, $x \geq 0.001$, что обеспечивает быстрое рождение молекул H_2 в каталитических реакциях с участием ионов H^+ . В таких условиях концентрация H_2 может достигать $\sim 10^{-2}$. Последующее охлаждение газа будет обеспечиваться главным образом молекулами H_2 , эффективными в интервале температур 200-7000 К. При достижении более низких температур ≤ 200 К дейтерий за счет эффектов химического фракционирования начинает переходить в молекулы HD [14,15]. Доля в суммарных потерях энергии от охлаждения на HD с уменьшением T будет возрастать, и если она оказывается доминирующей, то температура газа может уменьшиться до нескольких десятков градусов. Можно ожидать, что, по крайней мере в ограниченном интервале параметров ударных волн, происходит эффективное образование молекул HD, достаточное для последующего охлаждения газа до низких температур. Исследованию этого посвящена настоящая работа.

В разделе 2 обсуждается модель, принятая нами для описания термохимической эволюции газа за фронтами ударных волн, в разделе 3 - результаты, в разделе 4 - обсуждение и в разделе 5 приведены выводы. В расчетах предполагалась космологическая модель с Λ -членом и холодной темной материей (Λ CDM-модель): $(\Omega_0, \Omega_\Lambda, \Omega_m, \Omega_b, h) = (1.0, 0.71, 0.29, 0.047, 0.72)$, относительная концентрация дейтерия принимается равной $n[D]/n = 2.6 \cdot 10^{-5}$ [16].

2. Формирование молекул за фронтом ударной волны. В отсутствие теплопроводности и диффузии термохимическую эволюцию газа за фронтом ударной волны можно описать системой обыкновенных дифференциальных уравнений, записанных для отдельного лагранжева элемента жидкости и включающих в себя уравнения химической кинетики

$$\dot{x}_i = F(x_i, T, n) - D(x_i, T, n), \quad (1)$$

и изменения энергии газа,

$$\dot{T} = \frac{2}{3} \sum_i [\Gamma_i(x_i, T, n) - \Lambda_i(x_i, T, n)] + \frac{2}{3} \frac{T}{n} \dot{n}, \quad (2)$$

где x_i - относительная концентрация i -го элемента, $F(x_i, T, n)$, $D(x_i, T, n)$ - суммарные скорости образования и разрушения i -го элемента, $\Gamma_i(x_i, T, n)$, $\Lambda_i(x_i, T, n)$ - скорости нагрева и охлаждения газа. Химическая кинетика первичного газа включает в себя следующие основные компоненты: H, H⁺, H⁻, He, He⁺, He⁺⁺, H₂, H₂⁺, D, D⁺, D⁻, HD, e. Скорости химических реакций для столкновительных и радиационных процессов были взяты из [4,12], а для иона D⁻ из [5]. В уравнении для энергии были учтены процессы охлаждения на атомах и ионах H, He, He⁺, He⁺⁺ за счет столкновительного возбуждения и ионизации, свободно-свободных переходов, рекомбинации, диэлектронной рекомбинации, молекулярного охлаждения H₂ и HD, комптоновского взаимодействия с квантами реликтового излучения (РИ). В отсутствие внешнего поля ионизирующего излучения изменение концентраций химических элементов в газе, а также его радиационное охлаждение происходят в результате столкновительных процессов. Вследствие этого правая часть уравнения (1) и первое слагаемое в правой части уравнения (2) будут пропорциональны плотности газа, поэтому удобно ввести параметр времени:

$$d\eta = ndt, \quad (3)$$

где t - время, n - концентрация; в последующем все результаты приведены в зависимости от этого параметра.

Для функции охлаждения H₂ использовалось выражение из [17], для HD - из [18], остальные скорости были взяты из [19]. Кроме этого, учитывался эффект от взаимодействия молекул с квантами РИ [2,15,20], который заключается в том, что при достижении значений температуры газа, близких к температуре РИ, молекулы H₂ и HD возбуждаются квантами РИ и при столкновениях передают энергию газу, то есть нагревают его. Таким образом, газ не способен охладиться ниже температуры РИ. Будем считать, что температура газа за фронтом ударной волны скачком увеличивается и принимает значение

$$T_0^* = \alpha^2 \frac{m_p v_c^2}{k} \approx 1.2 \cdot 10^2 \alpha^2 \left(\frac{v_c}{\text{км с}^{-1}} \right)^2, \quad (4)$$

где $\alpha^2 = 3/16$ для УВ, распространяющейся по неподвижному газу, и $\alpha^2 = 1/3$ для УВ, возникающей при столкновении двух встречных потоков (облаков) с одинаковой скоростью v_c [21]. В пренебрежении теплопроводностью эволюцию каждого элемента газа за фронтом УВ

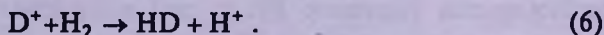
можно считать изобарической [10,12,22], так что плотность описывается выражением

$$n = \frac{P}{\mu kT}, \quad (5)$$

где μ - средний молекулярный вес.

3. *Образование HD за фронтом УВ.* В современных теориях происхождения структуры во Вселенной формирование первых протогалактик относится к эпохе $z = 10 - 30$. Для определенности мы будем рассматривать термохимическую эволюцию вещества за фронтом УВ для красного смещения $z = 20$. Процесс выделения темных гало (будущих протогалактик) и их последующей вириализации сопровождается формированием УВ в газовой компоненте. Длительность этого процесса оказывается близкой к локальному (сопутствующему) хаббловскому времени [23], поэтому мы ограничим расчет термохимической эволюции локальным хаббловским временем, что для начального $z_i = 20$ соответствует конечному $z_e \approx 12$. Следует ожидать, что столкновение барионных потоков в процессе вириализации темных гало будет приводить к значительным вариациям плотности. Для того, чтобы исследовать возможное влияние таких вариаций на термохимическую эволюцию, мы будем проводить расчеты для плотностей сталкивающихся потоков в широком интервале от фонового до вириального. В связи с этим в качестве характерного значения плотности в расчетах мы будем использовать вириальное, $18\pi^2 n_b (1+z)^3$ (см. например, [24]), где n_b - фоновая барионная плотность в современную эпоху. Однако мы также рассмотрим зависимость термохимической эволюции от начальной плотности газа. Газ перед фронтом УВ мы будем считать холодным по сравнению с газом сразу за фронтом УВ, что соответствует приближению сильной УВ.

Молекулы HD эффективно формируются при низких температурах и наличии достаточного количества молекулярного водорода, поскольку основным каналом образования является реакция:



Поэтому в первую очередь рассмотрим процессы образования и разрушения молекул H_2 за фронтами УВ [10,12,13,25].

Образование H_2 в первичном веществе возможно в результате взаимодействия атомов водорода с ионами H^- и H_2^+ , которые эффективно формируются при высокой температуре. Так как ударные волны приводят к существенному повышению температуры, то это означает увеличение скорости образования молекул H_2 и рост их концентрации [12]. Известно, что в первичном газе охлаждение на атомарном водороде становится неэффективным при температуре $\leq 10^4$ К, а излучение в

линиях молекулярного водорода становится основным способом охлаждения газа. Можно оценить минимально необходимую концентрацию молекул для эффективного охлаждения: для этого время охлаждения газа должно становиться меньше локального хаббловского, что выполняется при значении концентрации H_2 выше некоторого критического значения $x_{H_2} = 5 \cdot 10^{-4}$ [24]. При увеличении концентрации H_2 время охлаждения уменьшается. В веществе, подверженном действию ударных волн, при температуре газа за фронтом УВ $\geq 8 \cdot 10^4$ К за счет столкновительных процессов, степень

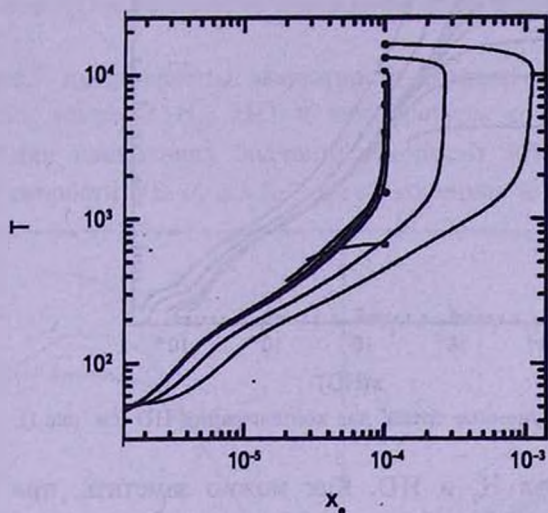


Рис.1. "Эволюционные треки", связывающие температуру и степень ионизации газа за фронтом УВ для значений скорости УВ: 2.3, 3.5, 4.6, 5.8, 7, 8, 9.2, 10.4, $11.6 \text{ а}^{-1} \text{ км с}^{-1}$ - снизу вверх (начальные точки эволюции показаны жирными точками).

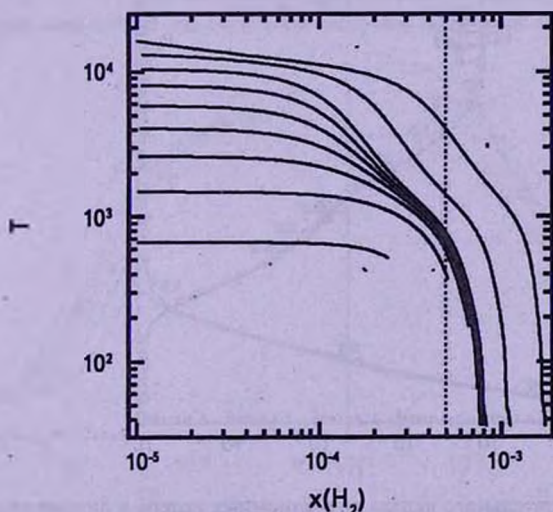


Рис.2. "Эволюционные треки", связывающие температуру и концентрацию H_2 ; значения скорости такие же, как и на рис.1 - слева направо. Вертикальной линией показано критическое значение $5 \cdot 10^{-4}$ (см. [24]).

ионизации повышается, что приводит к более эффективному образованию ионов H^- , H_2^+ и молекулярного водорода. На рис.1-3 показаны эволюционные "траектории" термохимического состояния элемента газа за фронтом УВ: эволюция начинается от высоких температур и идет в сторону монотонного охлаждения газа, сопровождающегося монотонным увеличением

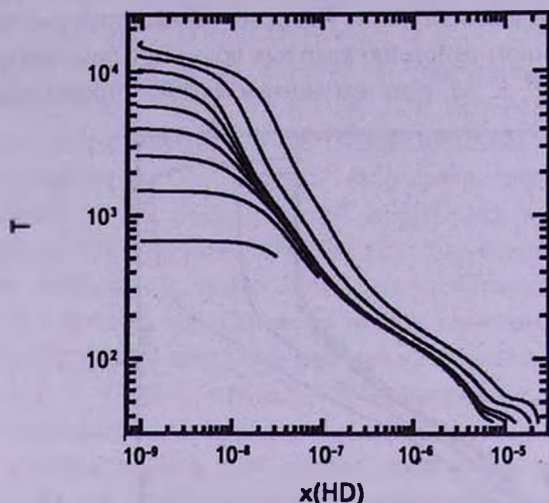


Рис.3. "Эволюционные треки" для концентрации HD (см. рис.1).

концентраций молекул H_2 и HD. Как можно заметить, при больших скоростях столкновения концентрация свободных электронов на начальных стадиях существенно возрастает и тем самым стимулирует образование

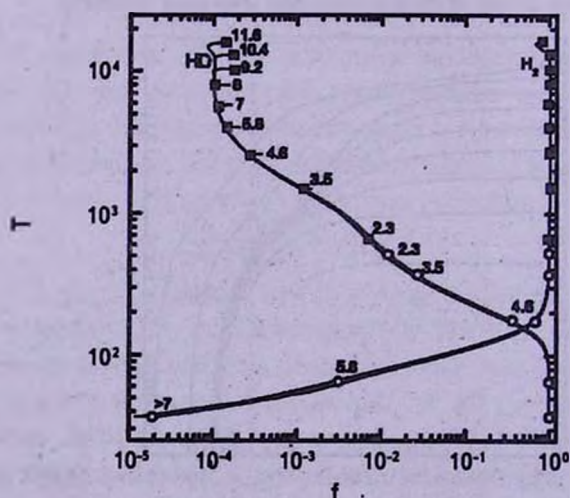


Рис.4. Величина относительного вклада радиационных потерь в линии молекул H_2 и HD в суммарную функцию охлаждения (см. рис.1). Квадраты соответствуют начальным, кружки - конечным точкам эволюции для заданной величины скорости 2.3, 3.5, 4.6, 5.8, 7, 8, 9.2, 10.4, 11.6 km s^{-1} .

ионов H^+ и, следовательно, молекулярного водорода. Температура газа в области радиационного охлаждения в этом случае значительно понижается. Концентрация H_2 быстро увеличивается в интервале температур $T \sim 10^4 - 10^3$ К; при более низких значениях T образование молекул практически прекращается [25]. Уже образовавшиеся молекулы H_2 обеспечивают дальнейшее охлаждение вплоть до $T \sim 200 - 400$ К в зависимости от точного значения концентрации H_2 . Если температура газа уменьшается до $T \leq 150$ К, то, благодаря эффектам химического фракционирования, дейтерий быстро связывается в HD и дальнейшее охлаждение определяется этими молекулами (рис.4).

На рис.5 представлены зависимости относительных концентраций электронов, молекул H_2 , HD и температуры от параметра времени $\eta = \int n dt$ для нескольких значений скорости УВ. Заметим, что при значении скорости УВ $v_s \geq 3.5 \alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ конечная концентрация молекул

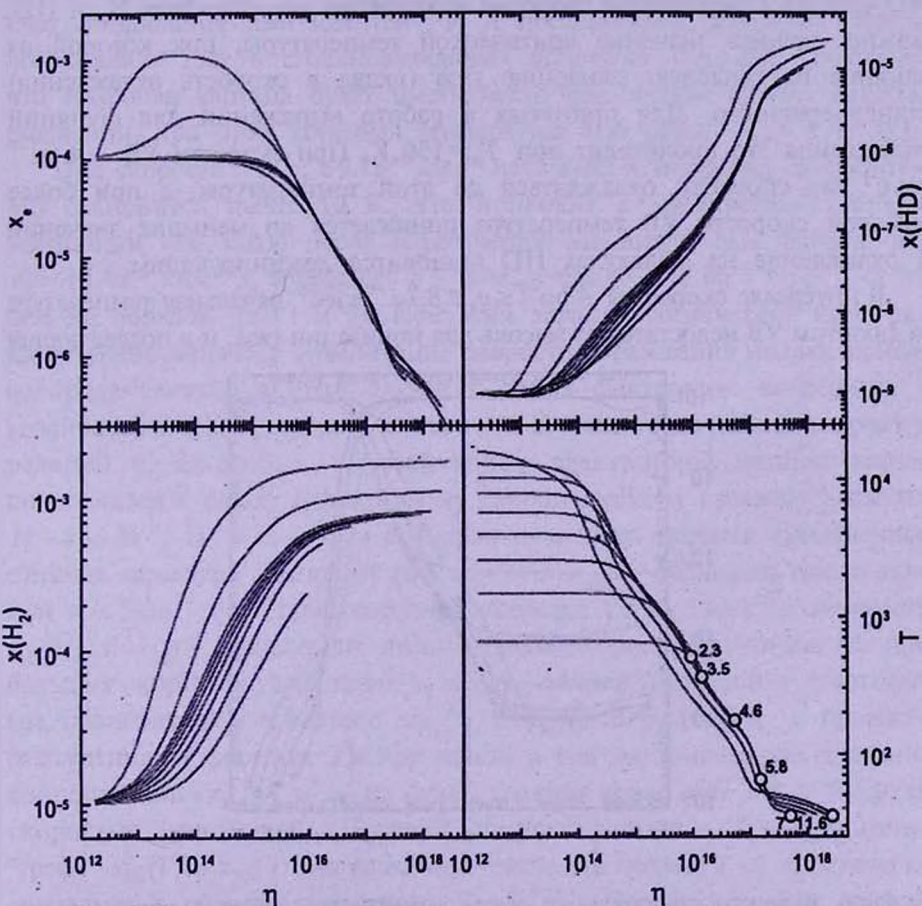


Рис.5. Зависимость степени ионизации, концентраций H_2 , HD и температуры за фронтом УВ от параметра η для значений скорости УВ: 2.3, 3.5, 4.6, 5.8, 7, 8, 9.2, 10.4, 11.6 $\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$. Кружки соответствуют конечным точкам эволюции для заданной величины скорости.

H_2 будет выше критического значения $5 \cdot 10^{-4}$ и, следовательно, газ за фронтом УВ может терять существенную часть тепловой энергии за время, короче сопутствующего хаббловского. Поскольку большей скорости УВ соответствует более высокая температура сразу за фронтом, то при прочих равных условиях конечная плотность газа за фронтом УВ будет расти с увеличением скорости $\rho \propto v_s^2$ (4), (5). На рис.5 этому соответствует большее значение параметра η . Легко видеть отсюда, что характерное время тепловой эволюции уменьшается как $\propto v_s^{-2}$. Уже при $v_s = 4.6 \alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ концентрация H_2 составляет $\sim 7 \cdot 10^{-4}$ и оказывается достаточной для охлаждения газа до $T \approx 130 \text{ К}$, а концентрация HD в этих условиях - $4 \cdot 10^{-7}$. Дальнейшее увеличение скорости УВ приведет к возрастанию относительных концентраций молекул и понижению температуры за более короткое время, при этом главную роль в охлаждении газа при низкой температуре будут играть именно молекулы HD (рис.6). Приравнявая функции охлаждения на молекулах H_2 и HD, можно оценить значение критической температуры, при которой их влияние на тепловую эволюцию газа (вклад в скорость охлаждения) станет сравнимо. Для принятых в работе выражений для функций охлаждения это происходит при $T_c \approx 130 \text{ К}$. При скорости УВ $\sim 4.6 \alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ газ способен охлаждаться до этой температуры, а при более высокой скорости УВ температура понижается до меньших значений и охлаждение на молекулах HD становится доминирующим.

В интервале скоростей $4.6 \alpha^{-1} \leq v_s \leq 8.7 \alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ начальная температура за фронтом УВ недостаточно высока для ионизации газа, и в последующей

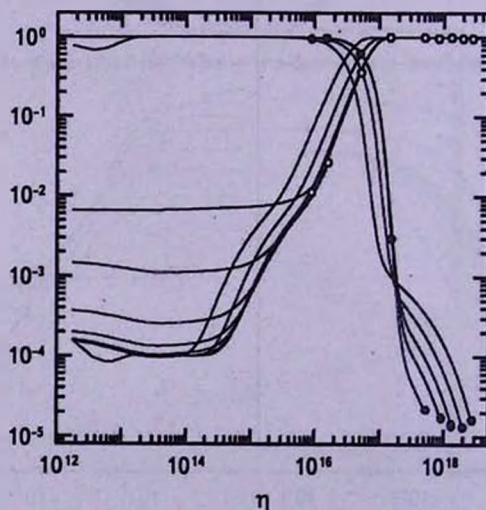


Рис.6. Величины относительного вклада радиационных потерь в линии молекул H_2 и HD в суммарную функцию охлаждения (см. рис.5). Заполненные (H_2) и незаполненные (HD) кружки соответствуют конечным значениям для заданной величины скорости 2.3, 3.5, 4.6, 5.8, 7, 8, 9.2, 10.4, 11.6 $\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ (слева направо).

эволюции концентрация электронов будет только уменьшаться (рис.1 и 5). При этом с увеличением скорости концентрации молекул H_2 и HD будут расти только за счет увеличения температуры и связанного с ним роста скоростей химических процессов. Как видно на рис.2, для УВ, распространяющейся со скоростью в указанном выше интервале, конечная концентрация H_2 приблизительно одинакова $x_{H_2} \approx 8 \cdot 10^{-4}$. Этого оказывается достаточно для эффективного образования молекул HD, что позволяет газу охлаждаться до $T \leq 130$ К. При $v \geq 7\alpha^{-1}$ км с⁻¹ образовавшегося количества молекул HD оказывается достаточно для последующего охлаждения газа до температуры РИ. Из-за сильного охлаждения в линиях HD температура падает до нескольких десятков градусов, ~ 30 К (рис.5), и оказывается близкой к температуре РИ на данном красном смещении. Последнее связано с тем, что молекулы HD обеспечивают эффективный обмен теплом между РИ и барионами за счет поглощения ими квантов РИ и последующей передачи энергии возбуждения газу в столкновительных процессах [2,15,20]. Очевидно, что подобная картина будет иметь место при любом другом красном смещении, при этом конечная температура газа равна $T_{min} \approx 2.7(1+z)$.

При скорости УВ $v_s \geq 9.2\alpha^{-1}$ км с⁻¹ начальная температура за фронтом УВ становится выше 10^4 К, что приводит к увеличению степени ионизации газа сразу после пересечения элементом газа фронта: для $v_s = 10.4\alpha^{-1}$ км с⁻¹ x_e возрастает в 2 раза, а при $v_s \geq 11.6\alpha^{-1}$ км с⁻¹ - более чем на порядок (рис.1 и 5). При этом характер химической кинетики качественно меняется - увеличение скорости образования молекулярного водорода связано в этом случае с двумя факторами: во-первых, с увеличением температуры и связанным с этим увеличением скоростей реакций и, во-вторых, с увеличением электронной концентрации, приводящим к более эффективному каталитическому процессу в канале $H + e \rightarrow H^{-1}$, $H^{-1} + H \rightarrow H_2 + e$. Результатом этого является качественное отличие характера эволюции $x(t)$, $x_{H_2}(t)$ и $x_{HD}(t)$, видное на рис.5: если при $v_s < 9.2\alpha^{-1}$ км с⁻¹ при изменении скорости УВ на 1 км с⁻¹ зависимости $x_{H_2}(t)$ и $x_{HD}(t)$ показывают лишь незначительные изменения, то при больших скоростях увеличение v_s на $\Delta v_s = 1$ км с⁻¹ приводит к заметному (на полпорядка) увеличению $x_{H_2}(t)$ и $x_{HD}(t)$. В результате, в процессе охлаждения за фронтом УВ при одной и той же температуре значение концентраций $x_{H_2}(t)$ и $x_{HD}(t)$ будет заметно выше для УВ с большей скоростью (рис.2 и 3). При меньших скоростях v_s эволюционные "треки" $x_{H_2}(T)$ и $x_{HD}(T)$ для различных значений скорости v_s практически совпадают в области температур $T \leq 10^3$ К. Подчеркнем, что во всех случаях в рассматриваемом интервале скоростей v_s образование молекул H_2 происходит в основном за счет эффективного образования ионов H^{-1} ,

роль ионов H_2^+ , как правило, заметно меньше.

Таким образом, за фронтами УВ молекулы HD обеспечивают понижение температуры до меньших значений, чем это возможно только при охлаждении на молекулярном водороде, начиная со скорости УВ $v = 4.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$. Следует отметить, что при $z \sim 45$ температура РИ оказывается близкой к критическому значению T_c , при котором вклад в функцию охлаждения от HD оказывается сравним с вкладом от H_2 . Таким образом, в этих условиях молекулы HD начинают нагревать газ, а при больших красных смещениях, вообще, перестают играть значительную роль в тепловой эволюции газа.

До сих пор мы принимали, что плотность газа в сталкивающихся потоках равна вириальному значению, соответствующему данному красному смещению. Вместе с тем, следует допустить, что в процессе слияний гало определенная часть барионной массы может ими теряться. При выходе в межгалактическую среду такие "отрывные" барионные потоки могут расширяться с существенным уменьшением плотности, зависящем от скорости столкновения v_c , массы сталкивающихся гало, особенностей отрыва барионов от темной материи и т.д. В последующем они могут сталкиваться с газовыми компонентами других темных гало или между собой. При этом их термодинамика будет отличаться от таковой для барионных потоков большей плотности. Исследуем, как величина плотности газа в сталкивающихся потоках влияет на его тепловую и химическую эволюцию. На рис.7 приведены зависимости температуры и концентрации молекул HD для нескольких значений скорости УВ при двух красных смещениях. Хорошо видно, что при $z = 20$ и низких скоростях столкновения, $v \leq 5.8\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$, только близкие к вириальному значению плотности допускают возможность понижения температуры газа за фронтом до критического значения, при котором доминирует охлаждение на молекулах HD. Однако при более высоких скоростях УВ охлаждение остается существенным даже при плотностях, на порядок ниже вириального значения. При скорости $v = 5.8\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ и плотности, близкой к вириальной, в HD переходит лишь ≈ 0.25 всего дейтерия, однако этого оказывается достаточно для охлаждения газа до температуры РИ. При большей скорости УВ это может иметь место и для плотности газа, в несколько раз меньшей вириальной. Столкновения с достаточно высокими скоростями, $v \geq 11.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$, сопровождаются изменением кинетики H_2 . Образование молекул H_2 становится более эффективным из-за существенного увеличения степени ионизации непосредственно за фронтом УВ, как для скорости $\geq 10.4\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ на рис.1 и 5, а не только из-за увеличения температуры. Эти особенности видны на рис.7. В целом можно сказать, что молекулы HD могут играть существенную роль в

охлаждении барионных потоков и в области низких плотностей.

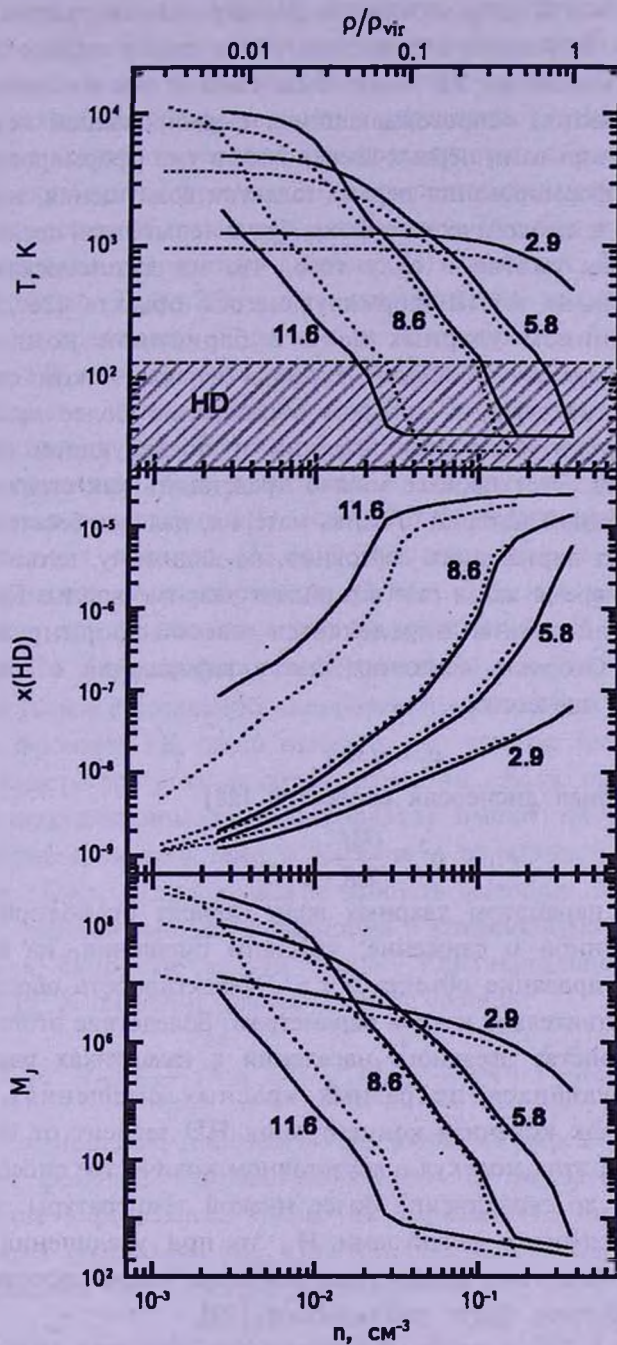


Рис.7. Температура, концентрация молекул HD и масса Джинса, достигаемые за фронтом УВ со скоростями 2.9, 5.8, 8.6, 11.6 км с^{-1} для двух красных смещений: $z=20$ - сплошные линии, $z=15$ - пунктирные. На верхнем рисунке область, в которой основную роль в охлаждении играют молекулы HD, показана штриховкой. На верхней шкале приведена плотность в единицах вириальной плотности для $z=20$.

4. *Обсуждение: образование протозвездных конденсаций.* Рождение звезд всегда сопровождается формированием ударных волн. Это утверждение безусловно справедливо и для самых первых звезд во Вселенной. Возникновение УВ может быть связано как с образованием первых протогалактик, сопровождающимся формированием встречных течений, так и с взрывами первых сверхновых в уже сформировавшихся галактиках. При формировании первых галактик возмущения, выделяющиеся из общего космологического фона, будут испытывать преимущественно одномерное сжатие в силу того, что их джинсовская масса существенно меньше массы формирующегося объекта [26,27]. Это является источником ударных волн в барионной компоненте. Аналогичные процессы происходят также в иерархическом сценарии формирования структуры, в котором образование более массивных объектов происходит при столкновении и последующем слиянии меньших объектов. Этот процесс можно представить как столкновения потоков газа и темной материи. Темная материя, являясь бесстолкновительной, достигает вириального состояния, по-видимому, путем бурной релаксации, в то время как в газе возникают ударные волны. При этом скорость ударной волны определяется массой формирующейся протогалактики. Скорость движения газа в возмущении с массой M будет близкой к значению:

$$v_c = \sqrt{3}\sigma, \quad (7)$$

где σ - одномерная дисперсия скоростей [28]

$$\sigma^2 = \frac{GM}{2R}. \quad (8)$$

Таким образом, параметры ударных волн зависят от полной массы материи, вовлеченной в движение, красного смещения, на котором происходит формирование объекта и т.д. Эффективность образования молекул HD чувствительна к этим параметрам. Вследствие этого можно ожидать, что свойства звездного населения в галактиках различной массы, формирующихся на разных красных смещениях, будут отличаться. Так как конечная концентрация HD зависит от скорости УВ, а присутствие этих молекул в достаточном количестве способствует охлаждению газа до существенно более низкой температуры, чем это может быть обеспечено молекулами H_2 , то при увеличении массы формирующейся галактики характерные значения массы протозвездных молекулярных облаков будут уменьшаться [29].

Возникновение УВ в эпоху формирования галактик может быть связано также со вспышками первых сверхновых. При этом образуются существенно более мощные ударные волны: характерные значения скорости могут превышать $\geq 100 \text{ км с}^{-1}$, а соответствующая температура за фронтом

$\geq 2.8 \cdot 10^5$ К. На радиационной фазе по достижении газом температуры $\leq 10^4$ К концентрация молекул H_2 оказывается достаточно высокой, $\geq 5 \cdot 10^{-3}$ [12,30] из-за большой степени ионизации газа на предшествующих стадиях. Вследствие этого газ безусловно будет достигать низких температур, при которых охлаждение будет полностью определяться молекулами HD. При этом могут возникать условия для фрагментации оболочки [31].

Плотность газа за фронтом УВ за счет изобарического сжатия значительно возрастает по сравнению с начальной. Так, при скорости $v_c \geq 7\alpha^{-1}$ км с⁻¹ начальная температура согласно (4) составляет $T \geq 5.8 \cdot 10^3$ К, газ охлаждается до $T_{CMB} \approx 2.7(1+z)$, а его плотность возрастет более чем в 200 раз по сравнению с начальным значением. В таких условиях за фронтом УВ возникают условия, благоприятные для фрагментации и последующего звездообразования [32]. Оказавшиеся гравитационно неустойчивыми фрагменты могут стать протозвездами или их протоскоплениями. Таким образом, в тех случаях, когда охлаждение определяется молекулами HD, возможно формирование маломассивных протозвездных облаков [33,34]. Действительно, в таких условиях температура газа уменьшается до $\sim 2.7(1+z)$ К, что на $z=20$ в 4 раза ниже, чем при охлаждении только молекулами H_2 . Масса Джинса $M_J \approx 30 T^{3/2} n^{-1/2} M_\odot$ за фронтом УВ равна $M_J = 15 T^2 n_0^{-1/2} T_0^{-1/2} M_\odot$, где n_0 - плотность газа в потоке (облаке) перед столкновением, T_0 - температура сразу за фронтом УВ; здесь принято, что ударная волна сильная, так что плотность сразу за фронтом равна $4n_0$. Если предположить, что перед столкновением потоки (облака) имеют плотность, которая устанавливается в гало темной материи в вириальном состоянии (см., например, [24]), то для n_0 можно принять величину $n_0 = 18\pi^2 n_b(1+z)^3$, где n_b - фоновая плотность барионов в современную эпоху. С учетом этого для скорости $v_c \geq 7\alpha^{-1}$ км с⁻¹ или начальной температуры $T_0 \geq 5.8 \cdot 10^3$ К значение массы Джинса составит

$$M_J \leq 2.4 \cdot 10^5 M_\odot \left(\frac{1+z}{T_0 \delta_c} \right)^{0.5} = 7.2 \cdot 10^3 M_\odot \left(\frac{\alpha \omega}{1 \text{ км с}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{\delta_c}{18\pi^2} \right)^{-0.5} \left(\frac{1+z}{20} \right)^{0.5}, \quad (9)$$

где δ_c - отношение плотности газа в облаке перед столкновением к величине фоновой плотности барионов. В то же время, если бы охлаждение определялось только молекулами H_2 , характерная температура газа составляла бы ~ 200 К с соответствующим увеличением массы Джинса (9) $\sim 13.5(1+z/20)^{-2}$ раз:

$$M_J \leq 1.3 \cdot 10^9 M_\odot \left(\frac{1}{T_0 \delta_c (1+z)^3} \right)^{0.5} = 10^5 M_\odot \left(\frac{\alpha \omega}{1 \text{ км с}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{\delta_c}{18\pi^2} \right)^{-0.5} \left(\frac{1+z}{20} \right)^{-1.5}. \quad (10)$$

Иными словами, за фронтами УВ, в зависимости от начальных параметров, возможно формирование как массивных фрагментов, охлаждение которых

определяется молекулами H_2 , так и менее массивных, в которых образовалось достаточное количество молекул HD. Плотность в этих фрагментах будет составлять $\geq 10^3 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ в зависимости от красного смещения и начальной температуры. Последующее сжатие будет изотермическим до тех пор, пока оптическая толщина в линиях H_2 и HD не достигнет 1, что происходит при плотностях $\sim 10^3 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$. При этом, если охлаждение определяется молекулами HD, то масса Джинса $M_J \sim 30 T_{\text{СМВ}}^{3/2} n^{-1/2} M_\odot \sim 10^{-3} (1+z)^{3/2} M_\odot$ [29], в том случае, когда молекулы HD неэффективны, масса Джинса может быть на 2-3 порядка выше [35]. Последующая эволюция определяется скоростью аккреции газа на центральное ядро [36,37]. Если скорость аккреции ниже эддингтоновского предела, то масса образующейся звезды будет сопоставима с первоначальной массой протозвездного облака, в противном случае масса звезды может оказаться значительно меньше массы всего протозвездного облака [35,36]. Таким образом, можно ожидать, что характерная масса первых звезд в более массивных протогалактиках, которым соответствуют большие скорости столкновения, из-за охлаждения на молекулах HD будет смещена в сторону меньших значений.

Легко видеть, что поскольку термодинамика газа при столкновениях потоков меньшей плотности меняется, то конечное значение джинсовской массы, а также ее зависимость от красного смещения будут отличаться от приведенного выше. На рис.7 приведена зависимость массы Джинса от плотности газа в потоке. Видно, что при скорости $5.8\alpha^{-1} \leq v_c < 8.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ только для плотности газа, очень близкой к вириальной, величина M_J оказывается меньше $10^4 M_\odot$, что вполне может соответствовать массе протозвездного облака. Но уже для $v \geq 8.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ значение массы Джинса становится $\leq 10^4 M_\odot$ при плотности, примерно в 4 раза меньше вириальной. При этом, как уже говорилось, при более высокой скорости газ охлаждается до температуры РИ и значение массы Джинса оказывается $\leq 10^3 M_\odot$, что также следует из выражения (9), на рис.7 этому соответствуют пологие части кривых для скорости $\geq 8.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$. Таким образом, лишь при малых скоростях столкновения потоков низкой плотности джинсовские массы в них могут быть заметно выше приведенного значения (9). Высокоскоростные столкновения $v_c \geq 8.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ обеспечивают охлаждение газа за фронтом до температур $T \approx T_{\text{СМВ}}$ даже при низких плотностях.

Рассмотрим столкновения потоков с характерной плотностью равной к фоновой, что соответствует $\delta_c \sim 1$, $\rho/\rho_{\text{vir}} \approx 6 \cdot 10^{-3}$. На рис.7 видно, что даже при высокоскоростных столкновениях, $v_c = 11.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$, газ не в состоянии существенно охладиться за хаббловское время, масса Джинса в этом случае оказывается довольно большой: $\sim 10^6 - 10^7 M_\odot$. Кроме того, при такой низкой плотности газа время свободного падения будет больше сопутствующего хаббловского. В таких условиях, определенно барионные объекты

образовываться не могут. Однако при дальнейшем увеличении скорости столкновения, $v_c > 11.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$, газ за фронтом УВ будет вполне способен охладиться в течение сопутствующего хаббловского времени до температуры $\leq 1000 \text{ К}$. Так для потоков с фоновой плотностью, сталкивающихся со скоростью $v_c \approx 19.2\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$, конечная температура за фронтом УВ составит $\sim 200 \text{ К}$, а при более высокой скорости достигнет меньших значений, и в этом состоянии основную роль в охлаждении газа будут играть молекулы HD, а значение массы Джинса окажется равным $\sim 7 \cdot 10^4 M_\odot$.

5. Выводы. Исследовано влияние молекул HD на термохимическую эволюцию первичного газа за фронтами ударных волн, возможно возникающих в эпоху формирования галактик.

1. Показано, что при скорости ударной волны $\geq 4.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ ($\alpha \approx 0.5$) дейтерий эффективно переходит в молекулы HD, вклад от которых в охлаждение оказывается доминирующим. При этом за фронтами ударных волн возможно выполнение условий, благоприятных для иерархической фрагментации, и, следовательно, формирование протозвездных скоплений.

2. При скорости ударной волны $\geq 7\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ газ способен охлаждаться до значений близких к температуре реликтового излучения. При этом величина массы Джинса в этом случае будет зависеть только от красного смещения и начальной плотности $M_J \leq 2.4 \cdot 10^5 M_\odot (1+z)^{0.5} (T_0 \delta_c)^{-0.5}$, что для вириализованных гало ($\delta_c = 18\pi^2$) на $z=20$ соответствует величине $M_J \leq 10^3 M_\odot$.

3. При $z \geq 45$ температура РИ оказывается близкой к критическому значению T_c , при котором вклад в функцию охлаждения от HD оказывается сравним с вкладом от H_2 . Таким образом, молекулы HD начинают нагревать газ, а при больших красных смещениях, вообще, перестают играть значительную роль в тепловой эволюции газа.

4. При плотностях сталкивающихся потоков меньших вириальной эффективность образования молекул HD уменьшается. В частности, на $z=20$ температура газа за фронтом при $v \sim 5.8\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ существенно понижается только для плотности газа, близкой к вириальному значению. Однако уже при скорости $\sim 8.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ молекулы HD включаются в охлаждения при плотностях, в 2-3 раза меньших вириального значения. Для $v \sim 11.6\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ охлаждение остается существенным даже при плотности газа, близкой к фоновому значению, а при плотности, на порядок ниже вириальной, в HD связывается почти весь дейтерий. При плотности газа, равной фоновому значению и столкновениях с $v_c \geq 19.2\alpha^{-1} \text{ км с}^{-1}$ температура газа понижается $\leq 200 \text{ К}$, и в охлаждении существенную роль начинают играть молекулы HD.

¹ НИИ физики, Ростовский государственный университет, Россия

² Физический факультет, Ростовский государственный университет, Россия, e-mail: yus@phys.rsu.ru

CONTRIBUTION OF HD MOLECULES IN
PRIMORDIAL GAS COOLINGE.O.VASILIEV^{1,2}, Yu.A.SHCHEKINOV²

The effects of HD molecules on thermo-chemical evolution of primordial gas behind shock waves possibly arisen in the process of galaxy formation are studied. The critical shock velocity when deuterium transforms efficiently into HD molecules, which then dominate gas cooling, is found. Above this critical velocity shocked gas is able to cool down to the temperature of the cosmic microwave background. The corresponding Jeans mass depends in these conditions only on redshift and initial density of baryons $M_J \propto \delta_c^{-0.5}(1+z)^{0.5}$. At $z \geq 45$ HD molecules heat shocked gas, and at larger redshift their contribution to thermal evolution of gas becomes negligible.

Key words: *ISM:molecules*

ЛИТЕРАТУРА

1. S.Lepp, J.M.Shull, *Astrophys. J.*, **280**, 465, 1984.
2. D.Puy, G.Alecian, J. Le Bourlot et al., *Astron. Astrophys.*, **267**, 337, 1993.
3. F.Palla, D.Galli, J.Silk, *Astrophys. J.*, **451**, 44, 1995.
4. D.Galli, F.Palla, *Astron. Astrophys.*, **335**, 403, 1998.
5. P.C.Stancil, S.Lepp, A.Dalgarno, *Astrophys. J.*, **509**, 1, 1998.
6. E.Bouleux, D.Galli, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **288**, 638, 1997.
7. D.Puy, M.Signore, *NewA*, **2**, 299, 1997.
8. D.Puy, M.Signore, *NewA*, **3**, 247, 1998.
9. F.Palla, *Proceedings of Star Formation 1999*, Nobeyama Radio Observatory, **6**, 1999.
10. А.А.Сучков, Ю.А.Щекинов, М.А.Эдельман, *Астрофизика*, **18**, 629, 1982.
11. M.-M.Mac Low, J.M.Shull, *Astrophys. J.*, **302**, 585, 1986.
12. P.R.Shapiro, H.Kang, *Astrophys. J.*, **318**, 32, 1987.
13. H.Kang, P.R.Shapiro, *Astrophys. J.*, **386**, 432, 1992.
14. P.M.Solomon, N.J.Woolf, *Astrophys. J.*, **180**, 89, 1973.
15. Д.А.Варшавович, В.К.Херсонский, *Письма в Астрон. ж.*, **2**, 574, 1976.
16. D.N.Spergel, L.Verde, H.V.Peiris et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **148**, 175, 2003.
17. D.Hollenbach, C.F.McKee, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **41**, 555, 1979.
18. D.Flower, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **318**, 875, 2000.
19. R.Cen, *Astron. J. Suppl. Ser.*, **78**, 341, 1992.
20. D.Galli, F.Palla, *Planetary and Space. Sci.*, **12-13**, 1197, 2002.
21. J.Smith, *Astrophys. J.*, **238**, 842, 1980.

22. *P. Anninos, M. Norman*, *Astrophys. J.*, **460**, 556, 1996.
23. *Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков*, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1975.
24. *M. Tegmark, J. Silk, M.J. Rees et al.*, *Astrophys. J.*, **474**, 1, 1997.
25. *S.P. Oh, Z. Haiman*, *Astrophys. J.*, **569**, 558, 2002.
26. *C. Lin, L. Mestel, F. Shu*, *Astrophys. J.*, **142**, 1431, 1965.
27. *Я.Б.Зельдович*, *Астрофизика*, **6**, 119, 1970.
28. *A. Blanchard, D. Valls-Gabaud, G.A. Mamon*, *Astron. Astrophys.*, **264**, 365, 1992.
29. *Е.О.Васильев, Ю.А.Щекинов*, *Астрон. ж.*, в печати, 2005.
30. *A. Ferrara*, *Astrophys. J.*, **499**, L17, 1998.
31. *E.T. Vishniac*, *Astrophys. J.*, **274**, 152, 1983.
32. *M. Yamada, R. Nishi*, *Astrophys. J.*, **505**, 148, 1998.
33. *H. Uehara, S. Inutsuka*, *Astrophys. J. Lett.*, **531**, 91, 2000.
34. *F. Nakamura, M. Umemura*, *Astrophys. J.*, **569**, 549, 2002.
35. *B. Ciardi, A. Ferrara*, *Space Sci. Rev. in press*, astro-ph/0409018.
36. *K. Omukai, F. Palla*, *Astrophys. J.*, **589**, 677, 2003.
37. *J. Tan, C.F. McKee*, *Astrophys. J.*, **603**, 383, 2004.