

А. И. ЛЕБЕДИНСКИЙ

ПЫЛЬ И ГАЗ В МЕЖЗВЕЗДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

(Представлено академиком О. Ю. Шмидтом 15 VII 1953)

1. Изучая процесс конденсации межзвездного газа на космических пылинках, обычно исходят (см. например, ⁽¹⁾) из представления о том, что атомы, адсорбируемые на поверхности пылинок, вступают в химические реакции и образуют молекулы, остающиеся в составе пылинок. При этом, однако, совершенно не учитывают, что акт химической реакции, происходящий на поверхности пылинки, создает кратковременный разогрев небольшого участка этой поверхности (для краткости будем называть этот разогрев локальным) и обуславливает испарение или, вернее, возгонку молекул пылинки.

Локальные разогревы существенны в двух отношениях: во-первых, они замедляют рост пылинок, а в некоторых условиях приводят к разрушению пылинок; эта причина разрушения пылинок не менее существенна, чем указанное Оортом ⁽²⁾ испарение пылинок при столкновениях туманностей; во-вторых, в области локальных разогревов могут и должны происходить химические реакции, требующие энергии активации.

Основной причиной локальных разогревов пылинок, находящихся в холодном газе, мы считаем реакцию образования молекул H_2 из атомного водорода. Эта реакция может протекать на поверхности пылинок без энергии активации или с незначительной энергией активации*.

Атомный водород адсорбируется на поверхности различных твердых веществ ⁽⁴⁾ и, в частности, на металлах. На этом основании метод атомно-водородной сварки ⁽⁵⁾, при котором металл плавится в атмосфере атомного водорода за счет энергии рекомбинации в молекулы H_2 атомов, адсорбированных на его поверхности.

Будем рассматривать процесс распространения в пылинке энергии ϵ , выделившейся при единичном акте химической реакции, как волну, движущуюся со скоростью звука v . Скорость испарения определяется формулой Я. И. Френкеля ⁽⁶⁾ $\frac{dn'}{dt} = \frac{n'}{\tau} \exp(-U/kT)$, где U — энергия испарения (возгонки), t — время, τ — период колебания молекулы, нахо-

* Энергия активации реакции $H + H = H_2$ в газе точно равна нулю; для хемосорбированных атомов H она может быть значительна; для атомов, адсорбированных молекулярно, т. е. связанных с твердым телом ван-дер-ваальсовыми силами, она во всяком случае невелика из-за малости самой энергии адсорбции. Экспериментальным подтверждением этого служит явление рекомбинации атомного водорода на стекле, охлажденном жидким воздухом ⁽³⁾. На теплом стекле такой рекомбинации не наблюдается, так как при высокой температуре молекулярно адсорбированные атомы водорода пребывают в адсорбированном состоянии малое время по сравнению со средним временем между столкновениями атомов газа с адсорбированными атомами.

дящейся на поверхности твердого тела, T — температура этого тела, k — постоянная Больцмана, а n' — число молекул в мономолекулярном слое на единице площади поверхности. Пусть будет \bar{U} — средняя энергия испарения одной молекулы, а $c_v = 3kn$, где n — число молекул в единице объема в твердой фазе. Предположим, что $\varepsilon \gg U$.

За время t фронт волны проходит расстояние vt и энергия ε распределяется внутри полусферы объема $V = \frac{2}{3}\pi(vt)^3$. Пренебрегая потерями энергии вследствие излучения и испарения, положим $T \approx \varepsilon / c_v V$. Подставляя это значение T в формулу испарения, умножая эту формулу на $\pi(vt)^2$ и интегрируя по времени от 0 до ∞ , найдем полное число молекул γ , испаряющихся в среднем при каждом выделении энергии ε :

$$\gamma = \frac{kn'}{2c_v v\tau} \frac{\varepsilon}{U} = \frac{n'}{6nv\tau} \frac{\varepsilon}{U} \approx \frac{1}{12\pi} \frac{\varepsilon}{U} = 0,026 \frac{\varepsilon}{U}. \quad (1)$$

Упрощение (1) сделано на том основании, что $v\tau \approx 2\pi d$, а $n' \approx nd$, где d — постоянная кристаллической решетки. Предположение о равномерном распределении энергии в волне внутри полусферы не существенно, так как та же самая формула получается и для тонкой полусферической волны. Формула (1) выведена совместно Л. Э. Гуревичем и мною и является предельным случаем, противоположным рассмотренному в теории катодного распыления (7-9).

В табл. 1 для H_2 и для наиболее летучих соединений из числа изученных приведены значения U , выраженные в электронвольтах,

и T^* — абсолютные температуры, при которых плотность насыщающих паров n_0 равна одной молекуле в $см^3$; T^* вычислено на основании экстраполяции формул и данных (10); при плотности 10^{-3} молекул в $1 см^3$ значения T^* уменьшились бы на 15—20%*.

Примем, что температура космических пылинки T_0 порядка десятка градусов по абсолютной шкале, т. е. существенно превышает $2,5^\circ K$ — температуру, при которой молекулярный водород еще может замерзнуть на пылинки. Такое предположение согласуется с мнением большинства ав-

торов, что видно, например, по обзору литературы, приведенному в (1).

При $T_0 \approx 10 \div 30^\circ K$ в состав пылинки, как это следует из табл. 1, могли бы входить вещества с $U \approx 0,1 \div 0,15$ эв. Однако, благодаря локальным разогревам, такие вещества испаряются и в составе пылинки

* Условие сосуществования твердой и газообразной фазы какого-либо вещества определяется равенством числа испаряющихся и конденсирующихся молекул. Последнее в обычных условиях пропорционально парциальной плотности паров, но, вообще говоря, пропорционально парциальной плотности тех частиц, при попадании которых на твердую поверхность образуются и остаются в составе твердой фазы молекулы данного вещества. В диффузной туманности в газообразной фазе могут практически отсутствовать молекулы веществ, достаточно быстро диссоциирующих под действием излучения звезд, но в твердой фазе эти молекулы должны быть, так как они образуются при попадании на пылинки составляющих их атомов. При наличии достаточно интенсивного дилуцированного излучения под n_0 нужно подразумевать величину, близкую к парциальной плотности атомов, образующих данные молекулы. Поскольку зависимость T^* от n_0 — логарифмическая, а число атомов наиболее распространенных элементов в газе туманностей порядка $1-10^{-3} см^{-3}$, то табл. 1 должна давать приблизительно верные значения температур возгонки различных веществ с поверхности космических пылинки.

остаются менее летучие вещества, для которых в среднем, при грубых оценках, мы будем полагать $\bar{U} \approx 0,5$ эв. Молекулы водорода во всяком случае испаряются сразу после своего образования, на что было указано В. И. Красовским (11).

Молекулы, испарившиеся с поверхности пылинок, как правило, претерпевают фотодиссоциацию, распадаясь на атомы. Существенное исключение представляют собой молекулы H_2 , которые, вследствие запрета дипольного излучения, претерпевают фотодиссоциацию лишь при возбуждении электронных уровней. Согласно (12), непрерывное поглощение радиации молекулами H_2 значительно за пределом их диссоциации с длиной волны $\lambda = 849 \text{ \AA}$, что соответствует энергии 14,7 эв, тогда как энергия диссоциации молекулы всего лишь 4,5 эв. Коэффициент поглощения k_v на одну молекулу H_2 монотонно убывает от 10^{-17} см^2 при 849 \AA до 10^{-18} см^2 при 300 \AA .

Молекулы H_2 диссоциирует та же радиация, которая ионизирует атомы водорода. Такая радиация излучается только горячими звездами; радиус ее распространения оценен Стремгеном — он порядка 100 парсек для наиболее горячих звезд типа O (13).

На основании измеренных значений k_v можно вычислить, согласно (14), сечение для рекомбинации атомов водорода в молекулу H_2 при двойном столкновении; сечение получается очень малое, из чего следует, что молекулы H_2 в основном образуются на поверхности пылинок, играющих роль катализатора в процессе превращения атомного водорода в молекулярный.

На основании (1) можно формулировать условие роста (т. е. увеличения массы) пылинок в туманностях. Введем следующие обозначения для чисел частиц в единице объема: N — число молекул водорода в газе; ξN — число атомов и ионов водорода; $x_0 N$ — полное число атомов тех элементов, которые могут конденсироваться на пылинках или входить в состав молекул, конденсирующихся на пылинках; xN — число атомов тех же элементов в газе ($x < x_0$).

Пусть при попадании на пылинки атомов, входящих в долю x , не отражается доля $\bar{\beta}$; пусть в общем итоге, с учетом всех происходящих процессов, при поглощении пылинками каждого такого атома в среднем образуется η молекул и выделяется энергия ϵ ; пусть средняя скорость этих атомов в газе будет \bar{v} , а сечение пылинок для столкновения с ними $\bar{\sigma}$. Соответствующие средние величины для атомов и ионов водорода обозначим: β_H , v_H , σ_H и ϵ_H . Условие роста или хотя бы неразрушения пылинок на основании (1) можно написать в виде:

$$\beta_H v_H \epsilon_H \sigma_H \xi + \bar{\beta} \bar{v} \bar{\epsilon} \bar{\sigma} x \leq 12\pi\beta\eta\bar{v}\bar{U}\bar{\sigma}x. \quad (2)$$

Усилим неравенство (2), отбросив второй член слева и положив $x = x_0$. Принимая $\bar{U} = 0,5$ эв, $\epsilon_H = 2,2$ эв, $\eta = 1$, $v_H / \bar{v} = 5$, $\beta_H = \bar{\beta}$ и $\sigma_H = \bar{\sigma}$, получим условие роста $\xi < \xi_0 = 1,5 x_0$, т. е. достаточно небольшой диссоциации газообразного водорода для того, чтобы начался процесс разрушения пылинок.

Пусть в единице объема туманности находятся n_0 пылинок и Q квантов ультрафиолетового излучения, диссоциирующего молекулы H_2 . Зависимость ξ от физических условий и времени выражается уравнением

$$\frac{1}{N} \frac{d}{dt} (\xi N) = c\bar{k}_v Q (1 - \xi) - n_0 \sigma_H v_H \xi, \quad (3)$$

где \bar{k}_v — сечение молекулы H_2 для поглощения диссоциирующей радиации, а c — скорость света.

При неизменном освещении ($Q = \text{const}$) туманность может находиться в квазиравновесном состоянии, если значение ξ , обращающее в нуль правую часть (3), удовлетворяет неравенству (2). При постоянном возрастании Q , что бывает, когда горячая звезда приближается к туманности или разгорается вблизи нее, ξ в соответствии с (3) возрастает и, превысив некоторое значение ξ_k , перестает удовлетворять (2). Дальнейший рост ξ приводит к исчезновению пыли (т. е. уменьшению $n_0 \sigma_H$), а это в свою очередь ускоряет рост ξ , обуславливая быстрое стремление ξ к единице, а затем и ионизацию водорода в туманности.

Зависимость ξ от Q становится очень крутой при $\xi \approx \xi_0$. Вследствие этого среди туманностей должны четко выделяться два типа: а) эмиссионные, состоящие из атомного и ионизованного водорода, не содержащие пыли, и б) темные, содержащие пыль, состоящие в основном из молекулярного водорода.

Уравнение (3) локально описывает процесс превращения темной туманности в эмиссионную. В каждой точке процесс превращения протекает относительно быстро, но в целом для туманности он может быть длительным. При этом темные массы, окруженные светлым веществом, почти не изменяя свои физические свойства, постепенно уменьшают размеры, т. е. «тают», как льдины в воде.

На фоне светлых диффузных туманностей видны темные туманности неправильной формы. Иногда они резко отграничены от светлого вещества и имеют весьма сложную форму. Темные хлопья особенно хорошо видны на фотографиях в линии H_α , приведенных в атласе Г. А. Шайна и В. Ф. Газе⁽¹⁵⁾. Их много на фот. 39, в нижней части фот. 38, на фот. 15, 30, 34 и 41 этого атласа.

В некоторых туманностях заметны структурные особенности, напоминающие струи или клубы табачного дыма. Они, например, видны на фоне темной туманности, отделяющей «Америку» от «Лагуны» (фот. 34), в центральной и верхней части фот. 38, в левой части фот. 10, на фот. 15 и 19 атласа⁽¹⁵⁾. Струи и клубы могут образовываться при смешении не содержащего пыли горячего газа с содержащим пыль холодным газом.

Ленинградский государственный
педагогический институт
им. А. И. Герцена

Поступило
13 VII 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ H. C. van de Hulst, *Recherches Astr. de l'Observ. Utrecht*, 9, p. 2, 1 (1949).
² J. H. Oort, *M. N.*, 106, 169 (1946). ³ У. Уотерс, *Химия свободных радикалов*, 1948, стр. 94. ⁴ А. Н. Лавровская, В. В. Воеводский, *ЖФХ*, 25, 1050 (1951); 26, 1164 (1952). ⁵ *Технич. энциклопедия*, 20, 220, 1933. ⁶ Я. И. Френкель, *Статистическая физика*, М., 1947, стр. 359. ⁷ A. Hippele, *Ann. d. Phys.*, 81, 1043 (1926). ⁸ Н. Л. Моргулис, *ЖЭТФ*, 4, 449 (1934). ⁹ С. В. Измайлов, *ЖЭТФ*, 9, 1469 (1939). ¹⁰ *Технич. энциклопедия*, *Справ. физ. хим. и технологич. величин*, 1, 125—29; 5, 359, 1931. ¹¹ В. И. Красовский, *ДАН*, 90, № 2 (1953). ¹² Po Lee, G. L. Weissler, *Aph. J.*, 115, 570 (1952). ¹³ Б. Стремгрен, *Астрофиз. сборн.*, 1949, стр. 222; *Aph. J.*, 89, 526 (1939). ¹⁴ А. Н. Теренин, Н. Прилежаева, *Phys. Zs. Sow. Union*, 2, 4—5 337 (1932). ¹⁵ Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, *Атлас диффузных газовых туманностей*, М., 1952.