

К ВОПРОСУ О СТОЛКНОВЕНИИ ГАЗОВО-ПЫЛЕВЫХ  
ОБЛАКОВЕ. Я. ГИДАЛЕВИЧ  
Поступила 28 мая 1966

Рассматривается разрушение пылевых частиц в ударной волне. Предполагается, что ударная волна образуется при столкновении двух облаков межзвездного газа. Определены максимальные радиусы частиц, которые могут быть разрушены в ударной волне. Частицы, имеющие большие размеры, могут пересечь область горячего газа вблизи фронта волны до их полного разрушения. Найдена функция распределения частиц по размерам. Рассматривается возможность двукратного пересечения ударного фронта пылевыми частицами.

Облачная структура межзвездной среды и, по-видимому, беспорядочное движение облаков межзвездного газа в пространстве допускают возможность столкновения отдельных облаков между собой. Такие столкновения могут играть известную эволюционную роль в межзвездной среде. Например, Оорт и ван де Холст рассматривали столкновения облаков как фактор, определяющий вид функции распределения по размерам частиц космической пыли [1]. При этом центральное место в процессе разрушения частиц отводилось столкновениям пылинок, принадлежавших до столкновения различным облакам. Однако, в работе [1] не были учтены гидродинамические эффекты, такие как возникновение ударной волны, распространяющейся от плоскости соприкосновения облаков. Учет этого явления совершенно не сказывается, однако, на динамике частиц и, следовательно, на полученных результатах, так как при столкновении частиц существенна длина пробега относительно покоящегося газа, а не относительно фронта ударной волны. Тем не менее существование ударной волны приводит к другим явлениям, которые представляются весьма существенными в этом вопросе,

В настоящей работе будет рассмотрена роль ударной волны в процессе разрушения частиц космической пыли, а также будут рассмотрены некоторые аспекты динамики частиц при столкновении облаков.

1. *Разрушение пылевых частиц в ударной волне.* Кроме предложенного Оортом и ван де Холстом механизма разрушения пылевых частиц можно указать на некоторые другие явления, приводящие к эффективному разрушению кристалликов льда. Так, в работе [2] был предложен механизм, аналогичный катодному распылению. Рассматривалась бомбардировка частиц быстрыми протонами, входящими в состав космических лучей. В [3] автором был предложен аналогичный механизм, но роль бомбардирующих частиц отводилась атомам, принадлежащим к „хвосту“ максвелловского распределения. Кроме того, можно думать, что вблизи горячих звезд заметную роль будет играть испарение частиц под действием интенсивного излучения. Действительно, есть указания на то, что в окрестностях звезд размеры пылевых частиц несколько меньше, чем в межзвездной среде в среднем [4, 5].

В рассматриваемом вопросе важную роль, по-видимому, будет играть разрушение частиц быстрыми атомами в газе, разогретом ударной волной. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

В непосредственной близости от фронта ударной волны температура газа сильно повышается. Однако, с удалением от фронта температура газа падает вследствие высвечивания энергии. Одновременно растет его плотность [6]. На достаточно больших расстояниях от фронта волны температура газа определяется взаимодействием с излучением звезд и близка, по-видимому, к температуре газа перед фронтом ударной волны. Поскольку разрушение частиц быстрыми атомами происходит при температуре, выше некоторой критической, всю область за фронтом ударной волны можно разделить на две части: сразу за фронтом идет область разрушения частиц, так как здесь поверхность частиц подвергается бомбардировке быстрыми атомами, что приводит к разрушению пылинок; и область роста частиц, где вследствие высвечивания газ остывает и возможна адсорбция некоторых его компонентов на поверхности пылинок. Заметим, что рост частиц в этой области может происходить довольно быстро, так как плотность газа здесь значительно выше, чем перед фронтом ударной волны. Ход температуры в ударной волне и деление всей области за ее фронтом на две части иллюстрированы на рис. 1.

Рассмотрим процесс разрушения частиц за фронтом ударной волны. В [3] было получено выражение для скорости разрушения частиц:

$$\frac{da}{dt} = -\frac{\bar{v}}{\xi} \rho \beta \mu (\beta). \quad (1)$$

Здесь  $a$  — радиус частиц,  $\bar{v}$  — средняя тепловая скорость атомов,  $\rho$  — плотность газа,  $\xi$  — плотность вещества частиц,  $\beta$  — доля атомов, имеющих скорость достаточно высокую для того, чтобы испарить с поверхности пылинки хотя бы одну молекулу  $H_2O$ ;  $\mu$  — молекулярный вес продуктов испарения. Так как очень быстрые атомы могут испарять не одну, а несколько молекул воды, следует считать  $\mu = \mu(\beta)$ . В дальнейшем для простоты можно считать  $\mu \approx 20$ .



Рис. 1.

Найдем расстояние от фронта ударной волны, на котором частица, имевшая первоначальный радиус  $a_0$ , разрушится полностью, то есть ее радиус уменьшится до нуля. Поскольку речь идет о приближенной оценке, можно записать

$$l = (D - u) \frac{a_0}{\alpha} + x. \quad (2)$$

Здесь  $D$  — скорость фронта ударной волны,  $u$  — скорость газа за фронтом,  $\alpha = -\frac{da}{dt}$ ,  $x$  — расстояние, пройденное частицей относительно газа за время полного разрушения. Найдем  $x$  из уравнения движения пыли:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{3\rho}{4\xi} \cdot \frac{v^2}{a_0 - at}. \quad (3)$$

Интегрируя и заменяя  $v \equiv \frac{dx}{dt}$ , найдем

$$x = \frac{4\alpha_0 \xi}{3\rho} e^{\frac{4\alpha\xi}{3u\rho}} \left[ -Ei\left(-\frac{4\alpha\xi}{3u\rho}\right) \right]. \quad (4)$$

Отсюда получим, что частица разрушается полностью на расстоянии от фронта ударной волны, равном

$$l = (D-u) \frac{\alpha_0}{\alpha} + \frac{4\alpha_0 \xi}{3\rho} e^{\frac{4\alpha\xi}{3u\rho}} \left[ -Ei\left(-\frac{4\alpha\xi}{3u\rho}\right) \right]. \quad (5)$$

Подставляя сюда  $\alpha$  из (1) после незначительных преобразований, получим:

$$l = \alpha_0 \frac{\xi}{\rho} \left\{ \frac{1}{\sqrt{n} \beta \mu} + \frac{4}{3} e^{\frac{4}{3} \frac{\beta \mu \sqrt{n}}{n-1}} \left[ -Ei\left(-\frac{4}{3} \cdot \frac{\beta \mu \sqrt{n}}{n-1}\right) \right] \right\}. \quad (6)$$

Здесь следует иметь в виду, что  $\rho$  — плотность газа за фронтом ударной волны;  $n = \frac{\rho}{\rho_0}$ .

Если при заданных значениях параметров оказывается, что величина  $l$  больше области высвечивания (рис. 1), то частица разрушается не полностью, и при попадании в область холодного газа происходит увеличение ее размеров за счет адсорбции. Если  $l$  оказывается меньше области высвечивания, частица в ударной волне разрушается полностью. Именно этот эффект следует рассмотреть в задаче о столкновении газово-пылевых облаков как фактор, приводящий к дополнительному разрушению частиц.

2. *Вывод функции распределения частиц по размерам.* Следуя Оорту и ван де Холсту будем считать, что рост частиц в облаках происходит постоянно и повсеместно, а разрушение — при столкновении облаков между собой. Но в отличие от них рассмотрим разрушение пылевых частиц в ударной волне, а не при соударениях друг с другом.

Найдем вероятность разрушения частиц  $P(a)$  при столкновении облаков. Очевидно, эта вероятность равна произведению двух вероятностей: вероятности столкновения облаков со сверхзвуковой скоростью (так как ударная волна может возникнуть только при сверхзвуковом столкновении) и вероятности полного разрушения частиц в ударной волне, то есть вероятности того, что частица будет иметь первоначальную

чальный радиус  $a_0$  такой, что определенная из (6) величина  $l$  будет меньше области высвечивания.

Запишем

$$P(a) = \frac{1}{t_r} \int_c^\infty \frac{v_0}{v_0} e^{-\frac{v_0}{v_0}} \frac{dv_0}{v_0} \cdot \frac{\int_0^{a_0} N(a) da}{\int_0^\infty N(a) da}. \quad (7)$$

Здесь  $t_r$  — средний промежуток времени между двумя последовательными столкновениями облаков,  $c$  — скорость звука в облаках до столкновения,  $\bar{v}_0$  — средняя квадратичная скорость движения облаков.

Приравнявая, как это сделано в [7], число частиц, попавших в интервал от  $a$  до  $a + da$ , благодаря их росту, числу частиц, разрушенных при столкновении облаков, получим:

$$\frac{dN(a)}{dt} = \frac{dN(a)}{da} \cdot \left( \frac{da}{dt} \right)_{\text{рост}} = -N(a)P(a). \quad (8)$$

Обозначая  $\left( \frac{da}{dt} \right)_{\text{рост}} = a_1$  и подставляя (7) в (8), получим уравнение, решение которого определяет вид функции распределения частиц по размерам

$$\frac{dN(a)}{da} = -\frac{N(a)}{a_1 t_r} \int_c^\infty \frac{v_0}{v_0} e^{-\frac{v_0}{v_0}} \frac{dv_0}{v_0} \cdot \frac{\int_0^{a_0} N(a) da}{\int_0^\infty N(a) da}. \quad (9)$$

Интегрирование по  $v_0$  можно провести сразу и решение (9) запишется в виде

$$N(a) = N(0) \exp \left\{ -\frac{a}{a_1 t_r} \left( \frac{c}{v_0} + 1 \right) e^{-\frac{c}{v_0}} \cdot f \right\}, \quad (10)$$

где  $f$  определяется из уравнения

$$f = 1 - \exp \left\{ -\frac{a_0}{a_1 t_r} \left( \frac{c}{v_0} + 1 \right) e^{-\frac{c}{v_0}} \cdot f \right\}. \quad (11)$$

График изменения величины  $f$  представлен на рис. 2. Таким образом получается экспоненциальная функция распределения частиц по размерам.

Можно отметить некоторые свойства полученного распределения. При  $a_0 \gg \frac{1}{k}$ , где

$$k = \frac{1}{\alpha_1 t_f} \left( \frac{c}{v_0} + 1 \right) e^{-\frac{c}{v_0}} \quad (12)$$

имеем  $f \rightarrow 1$ . При  $a_0 < \frac{1}{k}$   $f < 0$ , то есть происходит возрастание числа частиц с увеличением размеров. Это легко понять. Так как за время, протекающее между столкновениями облаков, частицы вырастают до размеров  $\sim \frac{1}{k}$ , а в ударной волне могут быть разрушены лишь частицы меньших размеров, практически все частицы остаются неразрушенными и число их постоянно пополняется за счет все новых частиц, выросших до определенных размеров.

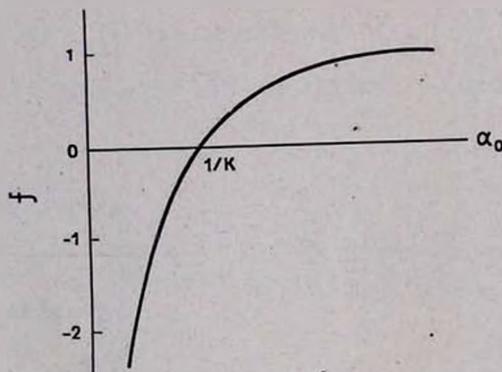


Рис. 2.

При выполнении точного равенства  $a_0 = \frac{1}{k}$ , получим  $N(a) = N(0)$ . То есть число частиц всех размеров одинаково. Дадим количественную оценку величин. Положим  $t_f \approx 10^7$  лет. Величина  $\alpha_1$  найдена в [7]:

$$\alpha_1 \equiv \left( \frac{da}{dt} \right)_{\text{рост}} = \bar{v} \frac{\rho_1}{2\xi}. \quad (13)$$

Здесь  $\rho_1$  — плотность тех компонент газа, которые могут адсорбироваться на пылинках. В [7] принято  $\rho_1 \approx 10^{-25}$  г/см<sup>3</sup>. Откуда  $\alpha_1 = 4 \cdot 10^{-21}$  см/сек. Полагая  $s \approx 1$  км/сек,  $\bar{v}_0 \approx 7.5$  км/сек, получим  $k = 10^6$  см<sup>-1</sup>. Длина области высвечивания газа  $L$  для случая ударных волн, движущихся со скоростью  $\sim 100$  км/сек, определялась С. Б. Пикельнером [8]. В нашем случае речь идет об ударных волнах, распространяющихся со скоростью 10 км/сек. Однако можно, вероятно, без большой погрешности положить, следуя [8],  $L \approx 2 \cdot 10^{18}$  см. Тогда из (6) можно найти  $\alpha_0$ . Полагая  $\rho \approx 10^{-22}$  г/см<sup>3</sup>,  $n = 10$ ,  $\beta \approx 1$ ,  $\mu \approx 20$ , получим  $\alpha_0 = 6 \cdot 10^{-6}$  см. Откуда из (11) имеем  $f \approx 1$ . И окончательно вид функции распределения при использованных значениях параметров

$$N(a) = N(0) e^{-\frac{a}{10^{-6}}} \quad (14)$$

При этом средний размер частиц составляет  $\bar{a} \approx 10^{-6}$  см. То есть оказывается, что бомбардировка частиц быстрыми атомами является гораздо более эффективным разрушающим фактором, чем столкновения частиц друг с другом, так как в этом случае средний размер частиц составляет  $\approx 10^{-5}$  см. Следует отметить также, что величина  $f$  слабо зависит от принятых значений параметров.

Очевидно, рассмотренный процесс имеет более общий характер, чем при столкновении облаков, так как ударные волны возникают при различных процессах и в пределах одного облака. С другой стороны, в отдельных районах облака рост частиц может происходить гораздо быстрее, чем в среднем по межзвездной среде, из-за низкой температуры газа в плотных пылевых образованиях, так что полученный средний размер частиц близок, вероятно, к реальному.

3. *Динамика пыли при столкновении облаков.* При сверхзвуковом столкновении облаков от плоскости соприкосновения распространяется ударная волна, за фронтом которой газ можно считать покоящимся. Если плотность газа за фронтом волны в  $n$  раз превосходит плотность невозмущенного газа и скорость относительного движения облаков есть  $v_0$ , то скорость распространения фронта ударной волны относительно покоящегося газа составляет  $\frac{v_0}{2(n-1)}$ . Если облака до столкновения имели протяженность  $L_0$ , то максимальное время пробега ударной волны составляет

$$t_{\max} = 2 \frac{L_0}{v_0} \cdot \frac{n-1}{n} \quad (15)$$

Частицы, размеры которых больше  $a_0$  (см. предыдущий раздел) не разрушаются полностью в ударной волне, а тормозятся в области покоящегося газа. Некоторые из них могут пересечь область покоя целиком и подвергнуться воздействию встречного потока газа. Попробуем оценить относительное количество частиц, способных пересечь всю область покоя.

Пусть первоначальное расстояние частицы от плоскости соприкосновения облаков есть  $\frac{v_0 \tau}{2(n-1)}$ . Учитывая постоянно увеличивающиеся размеры покоящейся области, запишем условие, при котором частицы могут пересечь ее, то есть догнать фронт ударной волны, движущийся в противоположную сторону:

$$\frac{4a\xi}{3\rho_0 n} \ln \left( 1 + \frac{3\rho_0 n}{4a\xi} \cdot \frac{v_0}{2} \cdot t \right) \geq \frac{v_0}{2(n-1)} (2\tau + t). \quad (16)$$

Очевидно, существует максимальное удаление частицы от плоскости соприкосновения, при котором пересечение покоящегося газа еще возможно. Из (16) легко найдем

$$\tau_{\max} = \frac{4a\xi}{3\rho_0 n} \cdot \frac{1}{v_0} [(n-1) \ln(n-1) - (n-2)]. \quad (17)$$

При  $n \gg 1$  приближенно

$$\tau_{\max} \approx \frac{4a\xi}{3\rho_0} \frac{1}{v_0} (\ln n - 1). \quad (18)$$

В случае ударной волны сильного уплотнения число частиц, пересекающих область покоящегося газа, может быть сравнимо с общим числом частиц в облаках. Так при  $n = 10$   $\tau_{\max} \approx 2.5 \cdot 10^{12}$  сек, что составляет  $\frac{1}{4} t_{\max}$  (см. (15)), если  $L_0 \approx 10^{19}$  см,  $v_0 \approx 10^9$  см/сек.

Рассмотрим несколько подробнее процесс пересечения пылью ударного разрыва в направлении распространения последнего. Здесь следует записать систему уравнений сохранения потоков массы, импульса и энергии, но следует иметь в виду, что направление движения пыли противоположно направлению движения газа. Запишем

$$\begin{aligned} J_1 &= \rho u; & J_2 &= \delta v; \\ \pi &= \rho u^2 + \delta v^2 + P; \\ v \frac{dv}{dx} &= + \frac{3\rho}{4a\xi} (u + v)^2. \end{aligned} \quad (19)$$

Эта система аналогична рассмотренной в [9], но в уравнении движения вместо  $u - v$ , как это было в [9], стоит  $u + v$ , так как пыль и газ пересекают разрыв в противоположном направлении и их относительная скорость составляет  $u + v$ . Пренебрегая воздействием пыли на динамику газа, так как масса пылевого вещества в облаке пренебрежима, получим из (19)

$$\left( \frac{u}{v+u} - \frac{u}{v_1+u} \right) + \ln \frac{v_1+u}{v+u} = \frac{3\rho_0 n}{4a\xi} x. \quad (20)$$

Соответственно для плотности имеем

$$\left( \frac{u\delta}{\delta_1 v_1 + u\delta} - \frac{u}{v_1+u} \right) + \ln \frac{(v_1+u)\delta}{\delta_1 v_1 + \delta u} = \frac{3\rho_0 n}{4a\xi} x. \quad (21)$$

Здесь  $v_1$  и  $\delta_1$  — соответственно скорость и плотность пыли при пересечении разрыва. В системе координат, связанной с покоящимся газом, следует положить  $u = \frac{v_0}{2} \frac{n}{n-1}$ . Отметим также, что  $v_1$  меньше  $\frac{v_0}{2} \frac{n-2}{n-1}$ , а  $\delta_1$  больше  $\delta_0$ .

Из (20) и (21) видно, что на конечном расстоянии от фронта ударной волны скорость пыли относительно фронта обращается в нуль, а плотность ее соответственно в бесконечность. Эта точка является точкой поворота пылевого потока. Далее скорость пыли меняет знак и пыль движется в ту же сторону, что и газ, после чего пересекает фронт ударной волны еще раз, но уже в обратном направлении. При этом изменение скорости и плотности пыли определяются соотношениями, найденными в [9]. Таким образом при столкновении облаков происходит не только разрушение частиц, но и уплотнение вследствие двукратного пересечения пылью ударного разрыва.

Найдем из (20) или (21) расстояние точки поворота пылевого потока от фронта ударной волны. Полагая  $v_1 \ll u$ , что реализуется при значительных размерах области покоя, получим

$$x \approx \frac{8a\xi}{3\rho_0 n} \cdot \frac{v_1}{u}, \quad (22)$$

что при любых разумных значениях параметров много меньше характерных размеров задачи. То есть картина, описанная в настоящем разделе может реально иметь место при столкновении облаков.

Автор выражает глубокую благодарность С. А. Каплану за предложенную тему и обсуждение результатов.

Астрофизический институт  
АН КазССР

## ON THE QUESTION OF COLLISION OF GAS-DUST CLOUDS

E. J. GIDALEVICH

The destruction of the dust particles in the shock-wave is considered. It is suggested that the shock-wave is generated under collision of two clouds of interstellar gas. The maximum radii of particles which can be destroyed in the shock-wave are determined. The particles that have larger radii can cross the region of hot gas near the front of the wave until their complete destruction. The distribution function of particles according to their sizes is found. The possibility of twice crossing of the shock front by dust particles is considered.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. H. Oort, H. C. van de Hulst, Bull. Astron. Inst. Netherl., 10, № 375, 1946.
2. H. Kituga, Publ. Astron. Soc. Japan, 14, 374, 1962.
3. Е. Я. Гидалевич, Астрон. ж., 42, 932, 1965.
4. F. M. Greenberg, A. S. Meltzer, Ap. J., 132, 667, 1961.
5. K. S. Krishna Swamy, Publ. A. S. P., 77, 164, 1965.
6. С. А. Каплан, Межзвездная газодинамика, Физматгиз, М., 1958.
7. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Межзвездная среда, Физматгиз, М., 1963.
8. С. Б. Пикельнер, Изв. КрАО, 12, 93, 1954.
9. Е. Я. Гидалевич, Астрон. ж., 43, 553, 1965.