

СВЕРХЗВУКОВОЙ РЕЖИМ ИСПАРЕНИЯ АЭРОЗОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ И ГАЗОДИНАМИКА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Шайдук А.М.

sham@ab.ru, Алтайский государственный университет.

Аннотация. В работе обращается внимание на аналогию в задаче испарения аэрозольной частицы в газодинамическом режиме и задаче о движении солнечного ветра. При испарении частицы в сверхзвуковом режиме нет экспериментальных подтверждений существования квазистационарных ударных волн, однако в солнечной системе фронт ударной волны обнаружен космическими аппаратами "Вояджер".

Ключевые слова: газодинамика, аэрозольная среда, солнечный ветер.

При распространении мощного оптического излучения в аэрозольной среде частицы среды могут нагреваться до температур, существенно выше температуры кипения материала частицы [1,2]. При этом давление насыщенных паров оказывается много больше атмосферного давления. В этом случае диффузионные модели испарения, даже с учетом стефановского приближения, становятся неприменимыми, поскольку при высоких температурах приводят к стефановской скорости, превышающей скорость звука. При таких скоростях течения газов нельзя, разумеется, считать давление среды постоянным (стефановское приближение) и необходимо использовать газодинамическое приближение.

Газодинамическая модель испарения горячей аэрозольной частицы, находящейся в поле мощного излучения, изложена в работе [1]. При численном решении исходных уравнений указанной модели в квазистационарном приближении были теоретически обнаружены режимы газодинамического испарения частиц, при которых на некотором расстоянии от поверхности частицы наблюдаются скачки (резкие изменения по пространственным переменным) термодинамических характеристик испаренного вещества: температуры, давления, плотности и скорости. В газодинамике однофазных сверхзвуковых потоков этот факт хорошо известен, но для воспламеняющихся аэрозольных частиц, находящихся в поле лазерного излучения режим квазистационарных сферических ударных фронтов столь подробно исследовался впервые.

К настоящему моменту прямых экспериментальных подтверждений наличия квазистационарных ударных скачков в окрестности испаряющейся аэрозольной частицы по разным причинам до сих пор не существует. Однако экспериментальное подтверждение существования подобных ударных скачков косвенным образом может быть получено из совсем другой области физики, а именно из исследований газодинамических параметров гелиосферы (атмосферы Солнца).

Прежде всего, заметим, что необходимость существования ударных скачков при сверхзвуковом сферически симметричном испарении аэрозольной частицы может быть показана без численного решения исходной, довольно сложной задачи.

Действительно, пусть имеется сферическая частица, находящаяся в холодном воздухе в поле мощного лазерного излучения. Уравнения газовой динамики, описывающие поле температур и поля парциальных давлений компонент в окрестности испаряющейся частицы, запишутся в виде [1,2]:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \nabla(-n\vec{v} + nD\nabla(c_i)), \quad i = 1, 2, 3, 4; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -(\vec{v}, \nabla)\vec{v} - \frac{1}{\sum_i n_i m_i} \cdot \nabla(P); \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\nabla \left[\bar{v}(E + P) - nD\nabla \left(\sum_i c_i \varepsilon_i \right) \right]; \quad (3)$$

где

$$E = \sum_i n_i \left(\varepsilon_i + \frac{m_i v^2}{2} \right), \quad \varepsilon_i = C_i T; \quad (4)$$

$$n = \sum_{i=1}^4 n_i; \quad c_i = n_i / n.$$

Здесь n_i – концентрация молекул i -го сорта (в единицах m^{-3}), m_i – масса молекул i -го сорта, причем индекс $i=1$ соответствует кислороду (O_2), 2 – продуктам сгорания частицы, 3 – испаренному веществу частицы, 4 – нейтральной компоненте (азоту), \bar{v} – массовая скорость газовой смеси, D – коэффициент взаимодиффузии, P – давление газовой смеси, E – энергия единицы объема газа, T – температура газа, C_i – теплоемкость при постоянном объеме i -го сорта газа в расчете на одну молекулу.

Покажем, что, по крайней мере, в окрестности частицы существует квазистационарный режим испарения, при котором частными производными по времени в исходных уравнениях можно пренебречь. Зависимость газодинамических параметров среды от времени останется, конечно, но в форме параметрической зависимости от радиуса частицы, медленно меняющегося со временем из-за испарения аэрозольной частицы. Характерное время установления газодинамических параметров среды оценим как $\tau_g \sim a/v$, где a – радиус испаряющейся аэрозольной частицы (считаем, что пространственный размер неоднородности газовой среды порядка размера частицы). Изменение массы испаряющейся частицы есть

$$\frac{dm}{dt} = \rho_s 4\pi a^2 \frac{da}{dt} = 4\pi a^2 m n v = 4\pi a^2 \rho_g v,$$

где ρ_s – плотность вещества исходной частицы, ρ_g – плотность газовой среды у поверхности частицы. Тогда характерное время изменения радиуса частицы есть $\tau_s \sim (\rho_s / \rho_g)(a/v)$. Видно, что для твердых аэрозольных частиц любых размеров отношение $\tau_s / \tau_g = \rho_s / \rho_g \gg 1$ практически во всех режимах испарения. Следовательно, радиус испаряющейся частицы можно считать практически постоянным, и, если отвлечься от начального этапа формирования газодинамических параметров среды, задачу можно решать в квазистационарном приближении.

Численные решения исходной системы уравнений, проведенные в [1,2], показали, что в развитых режимах испарения концентрация кислорода у поверхности частицы пренебрежимо мала и гетерогенное горение частицы прекращается. Физическая причина этого состоит в том, что единственным способом доставки кислорода к поверхности частицы является диффузия. Сравним характерную скорость диффузионного потока вещества с газодинамической скоростью. Отношение этих скоростей есть $v/v_D = va/D \gg 1$, если радиус испаряющейся частицы $a \gg D/v$. Оценивая $D \sim 10^{-4} m^2/c$ и $v \sim 10^3 m/c$, получаем $a \gg 10^{-7} m$. Это условие в [1,2] заведомо выполнялось. Если кислорода у поверхности частицы нет, отсутствуют и продукты сгорания, и среда в окрестности испаряющейся частицы становится однокомпонентной, что приводит к существенному упрощению исходной системы уравнений.

Будем считать, что условие $a \gg D/v$ выполнено и пренебрежем многокомпонентностью среды, окружающей частицу и учтем сферическую симметрию задачи. В этом простейшем случае для испаряющейся аэрозольной частицы уравнения газодинамики в квазистационарном приближении есть

$$\frac{d(r^2 \rho(r) v(r))}{dr} = 0, \quad (5)$$

$$v(r) \frac{dv(r)}{dr} + \frac{1}{\rho(r)} \frac{dP(r)}{dr} = 0. \quad (6)$$

Используя соотношение $dP/dr = dP/d\rho \cdot d\rho/dr$ и вводя традиционно местную скорость звука $c^2 = dP/d\rho$, из соотношений (5),(6) легко получить

$$\frac{dv}{dr} = \frac{2v}{r} \frac{c^2/v^2}{1 - c^2/v^2} \quad (7)$$

Разумеется, даже в этом приближении уравнение (7) по-прежнему не может быть решено аналитически, так как местная скорость звука зависит от температуры, в свою очередь являющейся функцией $T = T(r)$. Для определения этой функции необходимо использовать уравнение (3)

Если краевые условия таковы, что вблизи поверхности испаряющейся частицы скорость газа $v < c$, то, как следует из (7), производная $dv/dr < 0$, причем это условие автоматически сохраняется при любом r , поскольку скорость v будет только уменьшаться при увеличении r . При достаточно больших r из (7) следует, что $v(r) \sim 1/r^2$, что соответствует разлету вещества с постоянной плотностью. Следовательно, указанное решение может автоматически удовлетворять краевым условиям на бесконечном удалении от испаряющейся частицы, где плотность среды постоянна и скорость среды равна нулю.

Однако, если вблизи поверхности испаряющейся частицы скорость газа окажется $v > c$, то производная $dv/dr > 0$, и скорость газа при удалении от частицы все время увеличивается, оставаясь сверхзвуковой. При этом плотность газа уменьшается. При достаточно больших r из (7) следует, что $\rho(r) \sim 1/r^2$, что соответствует разлету вещества с постоянной скоростью. Очевидно, что такие краевые условия на бесконечности могут соответствовать только испарению частицы в вакуум. При испарении частицы в среду с противодействием плотность испаренного газа должна переходить в плотность среды, а скорость обращаться нуль. Следовательно, на некотором расстоянии от частицы должна образоваться поверхность, на которой сверхзвуковой режим движения должен перейти в дозвуковой, т.е. газодинамические параметры испаренного вещества должны претерпеть разрыв. Это и интерпретируется, как ударная волна, движущаяся из бесконечности к поверхности частицы навстречу испаренному веществу. В точке, где скорость ударной волны равна скорости $v(r)$ испаренного вещества, волна образует сферический ударный фронт, неподвижный относительно испаряющейся частицы.

Прямые экспериментальные подтверждения возникновения ударного фронта для аэрозольных частиц, находящихся в поле мощного оптического излучения не получены до настоящего времени. Одной из причин является то, что мы всегда имеем дело с ансамблем аэрозольных частиц. Создать установку, регистрирующую поля температур, скоростей, давления или плотности среды в окрестности отдельной частицы, испаряющейся в газодинамическом режиме, не удалось. Тем не менее можно надеяться получить косвенное подтверждение существования подобных ударных скачков, неподвижных относительно испаряющейся частицы.

Как известно, параметры солнечного ветра в окрестности Солнца таковы, что он представляет собой сверхзвуковое течение [4]. Например, параметры солнечного ветра на расстоянии 150 млн. км (орбита Земли) составляют: концентрация $n \approx 9 \text{ см}^{-3}$, скорость $v \approx 5 \cdot 10^6 \text{ м/с}$ температура $T_p \approx 7 \cdot 10^4 \text{ К}$ [6]. Это, безусловно, сверхзвуковое течение с числом Маха около 10. Длину свободного пробега частиц плазмы солнечного ветра грубо можно оценить как $\lambda \sim 5 \cdot 10^5 T^2 / (n\Lambda)$. Здесь концентрация n указана в см^{-3} . Принимая кулонов-

ский логарифм $\Lambda = 15$, получаем $\lambda \sim 10^{12}$ см. Это заметно меньше радиуса земной орбиты ($\sim 10^{13}$ см). Поэтому можно попытаться, имея ввиду расстояния, существенно большие 10^{12} см, рассматривать сверхзвуковое движение солнечного ветра в приближении газовой динамики, используя уравнения Эйлера. Подобная модель применяется, например, в [3]

С учетом сделанных выше оценок уравнения движения газовой среды, окружающей Солнце, в стационарном сферически симметричном приближении запишутся [6]

$$\frac{d(\rho(r)v(r)r^2)}{dr} = 0 \quad (8)$$

$$v(r)\frac{dv(r)}{dr} + \frac{1}{\rho(r)}\frac{dP(r)}{dr} + \frac{GM}{r^2} = 0 \quad (9)$$

Вид уравнений полностью совпадает (за исключением последнего слагаемого в уравнении Эйлера, учитывающего гравитационное притяжение Солнца) с соответствующими уравнениями, описывающими газодинамический разлет пара в окрестности испаряющейся аэрозольной частицы.

Теперь необходимо сравнить и соответствующие краевые условия. Краевые условия вблизи поверхности Солнца, очевидно, сверхзвуковые, поскольку наблюдаемое в окрестности Земли движение солнечного ветра сверхзвуковое. Но можно ли рассматривать движение Солнечного ветра как аналог испарения в среду с противодействием. Иными словами, каковы краевые условия для этого течения на бесконечно большом удалении от Солнца. Если оценивать длину свободного пробега межзвездного газа, состоящего из нейтральных атомов водорода ($n \sim 1 \text{ см}^{-3}$), то имеем $\lambda \sim 1/\sigma n \sim 10^{16}$ см, т.е. около тысячи радиусов Земли. Это равносильно испарению в вакуум. Но оценки степени ионизации межзвездного газа из соотношения Саха и прямые измерения показывают, что это, скорее, плазма, несмотря на довольно низкую температуру ($10^2 - 10^4$ К). В этом случае ситуация кардинально меняется, так как длину свободного пробега плазмы с такими параметрами можно оценить как $\lambda \sim 5 \cdot 10^5 T^2 / (n\Lambda) \sim 10^9 - 10^{13}$ см. Следовательно, имея ввиду существенно большие масштабы, можно считать, что солнечный ветер, по существу, испытывает разлет в среду с противодействием, и краевые условия на бесконечности для уравнений 9 должны приводить к нулевой скорости разлета. Следовательно, в математическом смысле, задачи разлета испаренного вещества частицы в поле мощного лазерного излучения и движения солнечного ветра в окрестности Солнца совпадают. Возражение может вызывать использование сферической симметрии задачи, поскольку межзвездный газ движется относительно Солнца. Представляется, однако, что сферическое приближение не является определяющим для факта существования ударных скачков параметров. Имеются подробные исследования, которые корректно учитывают движение межзвездного газа (и снимают ряд других упрощений, использованных здесь), однако модели, развитые в этих работах, также приводят к необходимости существования ударного скачка в окрестности Солнца.

Следовательно, можно обратиться к экспериментальным исследованиям характеристик течения солнечного ветра и предположить, что аналогичные характеристики сверхзвукового разлета пара в окрестности аэрозольной частицы, находящейся в поле мощного оптического излучения, будут вести себя одинаковым образом.

В настоящее время имеются космические аппараты, которые удаляются от Солнца на значительные расстояния, измеряя параметры окружающего газа. Это, например, аппараты «Вояджер-1», «Вояджер-2», запущенные в 1977 г. В ближайшие несколько лет эти аппараты будут пересекать (или уже пересекают) фронт теоретически предсказанной ударной волны, что будет зафиксировано резким изменением скорости, концентрации и температуры межзвездного газа. Если это будет происходить, то этот факт можно считать косвенным подтверждением наличия аналогичных ударных скачков в окрестности испаряющейся частицы. Так, в 2003 году представители NASA объявили, что аппарат «Вояджер-1» вошел в зону тур-

булентности, связанную с наличием ударной волны. 24 мая представители NASA объявили, что аппарат прошел зону фронта ударной волны [7].

Автор не считает, что этот факт является прямым доказательством существования ударных скачков в окрестности испаряющейся частицы. Однако это означает, что необходимо контролировать совсем другие параметры математической модели газодинамического испарения, приводящие к ударным скачкам. Прежде всего, хотелось бы получить экспериментальные подтверждения правильности сверхзвуковых краевых условий вблизи поверхности испаряющейся частицы. Далее необходимо понять, как повлияет на параметры скачка возможная переконденсация испаренного вещества, для разлета солнечного ветра аналогичного процесса нет. Возможно, следует проверить устойчивость сферического фронта ударной волны относительно малых возмущений. Наконец, для определения начальной стадии (и динамики) формирования фронта ударной волны придется рассматривать нестационарные режимы истечения газа в окрестности испаряющейся аэрозольной частицы.

Литература

1. Букатый В.И., Краснопевцев В.Н., Шайдук А.М. Испарение горячей углеродной частицы в интенсивном оптическом поле// Физика горения и взрыва. – 1988. – №1.
2. Букатый В.И., Суторихин И.А., Шайдук А.М. Температура поверхности аэрозольных частиц в поле лазерного излучения.// Теплофизика высоких температур. – 1986. – т.24.
3. Паркер Е.Н. Динамические процессы в межпланетной среде. – М.: Мир, 1965. – 362 с.
4. Баранов В.Б. Влияние межзвездной среды на строение гелиосферы// – Соросовский Образовательный Журнал. – 1996. – №11. – С. 73-79.
5. Pudovkin M.I. J. Geophys. Res. – 1995. – V.100. – №A5. – p. 7917
6. Пудовкин М.И. Солнечный ветер// Соросовский Образовательный Журнал. – 1996. – №12. – С. 87-94.
7. Voyager Spacecraft Enters Solar System's Final Frontier/ RELEASE:05-131, May 24, 2005 [Электронный ресурс]. Режим доступа http://www.nasa.gov/home/hqnews/2005/may/HQ_05131_Voyager_agu.html, свободный. – Яз. англ.