5. *Lin S. C., Teare J. D.* Rate of ionization behind shock waves in air. II. Theoretical interpretations. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 3.
6. *Лосев С. А., Полянский В. А.* Неравновесная ионизация воздуха за фронтом ударной волны при скорости 5–10 *км/сек*. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 1.
7. *Емельянова З. М., Илющенкова А. А., Кокошинская Н. С., Павлов Б. М., Пасконов В. М., Петрова Л. И., Полянский В. А.* Численное исследование течений реального газа около тел конечного размера и в следах за ними. В сб. «Вычислительные методы и программирование», вып. 23. М., Изд-во МГУ, 1974.

УДК 533.6011.8

ОБ ИСПАРЕНИИ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА В ВАКУУМ

И. Е. ПОЮРОВСКАЯ

(Одесса)

В статье получены граничные условия, связывающие значения гидродинамических переменных в волне разрежения с температурой поверхности. Для этого приближенно решена газокинетическая задача о движении пара в тонком слое, непосредственно примыкающем к границе фаз. Если постоянная температура поверхности поддерживается с помощью внешнего излучения, полученное решение позволяет вычислить температуру поверхности, скорость фронта испарения и импульс отдачи.

В [1] рассмотрена задача об испарении в вакуум металла под действием лазерного излучения умеренной интенсивности, когда температура поверхности заметно ниже критической, плотность пара мала и поглощением света в паре можно пренебречь. В этих условиях расширение пара достаточно далеко от поверхности происходит в центрированной волне разрежения. В статье [1] получены граничные условия, связывающие значения гидродинамических переменных в волне разрежения с температурой поверхности металла. Для этого приближенно решена газокинетическая задача о движении пара в тонком слое, непосредственно примыкающем к границе фаз. Полученное решение позволяет вычислить скорость фронта испарения, температуру поверхности металла, температуру и скорость пара, импульс отдачи.

При проведении расчета в [1] существенно предположение, что коэффициент прилипания атомов к поверхности равен единице. Это предположение хорошо выполняется для металлов; однако диэлектрики в ряде случаев имеют коэффициент прилипания, заметно отличающийся от единицы, и этот случай нуждается в дополнительном рассмотрении. Такое рассмотрение проводится ниже.

Как и в [1], будем рассматривать одномерный случай и постоянную во времени температуру поверхности. Пар будем считать идеальным газом и его движение вблизи границы фаз будем описывать уравнением Больцмана. Если испаренная масса достаточно велика, то движение пара вдали от поверхности представляет собой центрированную волну разрежения [2]. При стационарных условиях на поверхности начальная скорость пара в волне разрежения u_1 д. б. равна местной скорости звука c_1. Однако такое условие нельзя поставить строго на поверхности конденсированного вещества, поскольку вблизи нее распределение атомов по скоростям существенно отличается от локально-равновесного. Таким образом, гидродинамическое описание движения у поверхности вообще невозможно. Непосредственно вблизи испаряющейся поверхности имеется область размером в несколько длин свободного пробега, в которой распределение приближается к локально-равновесному и которая при гидродинамическом описании должна рассматриваться как поверхность разрыва.

Для определения структуры этой области надо решить кинетическое уравнение. Как и в [1], используем метод решения, предложенный Таммом [3] и Мотт-Смитом [4] при изучении структуры ударных волн. Особенность метода – аппроксимация функции распределения в области разрыва суммой функций распределения до и после разрыва с коэффициентами, зависящими от координаты

$$f(x, \mathbf{v})=\alpha(x)f_1(\mathbf{v})+[1-\alpha(x)]f_2(\mathbf{v}) \ldots$$

где $\alpha(x)$ – неизвестная функция, удовлетворяющая условиям $\alpha(0)=1$, $\alpha(\infty)=0$. Функцию распределения $f_1(\mathbf{v})$ аппроксимируем выражением

$$f_1(\mathbf{v})=\begin{cases}(1-R)f_0(\mathbf{v})+R\beta f_2(-\mathbf{v}), & v_x>0\\ \beta f_2(\mathbf{v}), & v_x<0\end{cases}\tag{1}$$

$$f_0=n_0\left(\frac{m}{2\pi kT_0}\right)^{3/2}\exp\left(-\frac{mv^2}{2kT_0}\right)$$

$$f_2 = n_1 \left(\frac{m}{2\pi k T_1}\right)^{3/2} \exp\left(-m\frac{(v_x-u_1)^2+v_y^2+v_z^2}{2kT_1}\right)$$

Здесь T_0 – температура поверхности мишени, n_0 – плотность насыщенного пара при этой температуре, R – некоторый средний «коэффициент отражения» частиц газа, сталкивающихся с поверхностью тела [5]. Значения n_1, u_1, T_1 относятся к равновесному состоянию после разрыва и связаны соотношением

$$u_1^2 = c_1^2 = \frac{\gamma k T_1}{m} \tag{2}$$

где c – скорость звука, γ – показатель адиабаты; величина β подлежит определению.

В области разрыва выполняются законы сохранения

$$\begin{gathered}\int v_x f(x,\mathbf{v})\,d\mathbf{v} = A_1, \qquad \int v_x^2 f(x,\mathbf{v})\,d\mathbf{v} = A_2\\ \int v_x \mathbf{v}^2 f(x,\mathbf{v})\,d\mathbf{v} = A_3\end{gathered} \tag{3}$$

Для вычисления параметров течения в звуковой точке с помощью соотношений (2) и (3) получим следующую систему уравнений:

$$\begin{gathered}(1-R)N\sqrt{T} = \sqrt{2\pi\gamma}[1+\beta\varphi_1(1-R)]\\ (1-R)NT = 2\gamma[{}^8/_5+\beta\varphi_2(1+R)]\\ (1-R)NT^{3/2} = \sqrt{\pi}\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{3/2}[4+\beta\varphi_3(1-R)]\end{gathered} \tag{4}$$

где

$$N = \frac{n_0}{n_1}, \qquad T = \frac{T_0}{T_1}, \qquad M = \sqrt{\frac{\gamma}{2}}$$

$$\varphi_1 = \frac{1}{2}\left(\frac{e^{-M^2}}{M\sqrt{\pi}} - \operatorname{erfc} M\right), \qquad \varphi_2 = \varphi_1 - \frac{\operatorname{erfc} M}{4M^2}$$

$$\varphi_3 = \left(1+\frac{2}{M^2}\right)\varphi_1 - \frac{\operatorname{erfc} M}{4M^2}$$

$$\operatorname{erfc} M = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_M^\infty e^{-u^2}\,du$$

Показатель адиабаты γ следует принять равными $^5/_3$ [1]. Решая систему уравнений (4), получаем

$$\begin{gathered}\beta = 6.27+R+0.18R^2+\ldots\\ T_1 = T_0(0.670-0.053R-0.012R^2-\ldots)\\ n_1 = n_0(1-R)(0.310+0.063R+0.021R^2+\ldots)\end{gathered}$$

Выражения для T_1 и n_1 совместно с (2) представляют собой граничные условия для уравнений газодинамики на испаряющейся поверхности. Температура газа в звуковой точке слабо зависит от свойств поверхности, но плотность n_1 сильно зависит от коэффициента отражения, поскольку при $R\to 1$ испарение с поверхности прекращается [5]. Это объясняется тем, что процессы испарения и конденсации представляют собой прохождение атома через потенциальный барьер в противоположных направлениях. При $R=1$ все атомы отражаются поверхностью, т. е. конденсации не происходит. Это означает, что потенциальный барьер непроницаем и испарение невозможно.

Если постоянная температура поверхности T_0 поддерживается с помощью внешнего излучения с интенсивностью q, а поглощением излучения в паре можно пренебречь, то для определения T_0 из закона сохранения энергии следует уравнение:

$$m(1-R)n_0(T_0)(1+0.24R)\sqrt{kT_0/m}\{L+2.2(1-0.08R)kT_0/m\} = 3.1q$$

где L – теплота испарения единицы массы. Скорость фронта испарения определяется формулой

$$V = \frac{q}{\rho[L+2.2(1-0.08R)kT_0/m}$$

Здесь ρ – плотность конденсированного вещества. Для импульса отдачи, действующего на мишень, можно получить выражение

$$\frac{p}{q} = \frac{1.69(1-0.04R)\sqrt{kT_0/m}}{L+2.2(1-0.08R)kT_0/m}$$

Из потока атомов, налетающих на поверхность

$$I_- = \int_{-\infty}^{0} v_x \beta f_2(\mathrm{v})\, d\mathrm{v} = \beta n_1 u_1 \varphi_1(M)$$

конденсируется часть $I_-^c = (1-R)I_-$, что составляет менее 20% потока испаренных атомов $I_+^1 = (1-R)n_0\sqrt{kT_0/2\pi m}$

$$\frac{I_-^c}{I_+^1} = 0.185(1-R)(1+0.32R+\ldots)$$

В заключение автор благодарит С. И. Анисимова за полезное обсуждение.

Поступила 9 VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. *Анисимов С. И.* Об испарении металла, поглощающего лазерное излучение. ЖЭТФ, 1968, т. 54, № 1.
2. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
3. *Тамм И. Е.* О ширине ударных волн большой интенсивности. В сб. «Квантовая теория поля и гидродинамика». М., «Наука», 1965.
4. *Mott-Smith H. M.* The solution of the Boltzmann equation for a Shock wave. Phys. Rev., 1951, vol. 82, No 6.
5. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. М.– Л., Гостехиздат, 1951.

УДК 533.6.078:533.6.011.55

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗМЕРОВ СЛЕДА И РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ГАЗА В НЕМ ЗА ЗАТУПЛЕННЫМ ТЕЛОМ, ДВИЖУЩИМСЯ С ГИПЕРЗВУКОВОЙ СКОРОСТЬЮ

С. Ю. ЧЕРНЯВСКИЙ

(Москва)

Приведена методика и результаты экспериментального исследования на аэробаллистической установке размеров турбулентного следа и радиального распределения скорости газа в нем за затупленным телом, движущимся в воздухе с гиперзвуковой скоростью.

В ряде работ, например [1, 2], приведены экспериментальные результаты изучения размеров следов, а в [3–5] – осевого и радиального распределений скорости газа в них за сферами, летящими в воздухе с гиперзвуковыми скоростями. В настоящей работе эти исследования проведены на моделях в виде цилиндров малого удлинения диаметром 12.7 *мм* со сферической головной частью.

1. Исследования проводились на установке, состоящей из легкогазовой пушки для метания моделей и герметизированной баллистической трассы. Картина течения газа около модели и в следе регистрировалась с помощью оптической системы, включающей в себя искровой источник света с длительностью вспышки $\sim 0.5\cdot10^{-7}$ *сек* [6], теневой прибор ТЕ-19 и фотоаппарат. Скорость модели определялась фотоэлектрической системой с погрешностью не более 0.15%, давление воздуха в трассе регистрировалось образцовым манометром с ошибкой не более 1%.

Измерение скорости газа в следе за моделью проводилось методом последовательных электрических разрядов [3]. Модель пролетала в промежутке между двумя игольчатыми разрядниками, установленными перпендикулярно траектории полета и удаленными один от другого на расстояние 37 *мм*.