

**ПЛОСКОЕ ОДНОМЕРНОЕ ДВИЖЕНИЕ ПАРОВ ПРИ ПОДВОДЕ ЭНЕРГИИ  
ВО ВНЕШНИЕ СЛОИ ИСПАРЕННОГО ВЕЩЕСТВА И ЛУЧИСТОЙ  
ПЕРЕДАЧЕ ЭНЕРГИИ К СУБЛИМИРУЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ**

*Г. Е. Савосько*

*(Москва)*

В работах [1-3] рассмотрены автомодельные движения паров, вызываемые лазерным излучением: автомодельный режим при условии прозрачности паров [1], самосогласованный режим движения и нагрева испаренного вещества [2], при котором оптическая толщина паров порядка единицы, а также автомодельные движения теплопроводного газа нагреваемого лазерным излучением [3].

Ниже рассматривается плоское одномерное движение паров холодного, неподвижного, абсолютно твердого тела при подводе энергии во внешние слои испаренного вещества и лучистой передаче энергии к сублимирующей поверхности.

Систему уравнений газовой динамики с подводом энергии и лучистым переносом паров запишем в виде интегральных законов сохранения

$$\oint V dm + u dt = 0 \quad \oint u dm - p dt = 0 \quad \oint (\varepsilon + \frac{1}{2} u^2) dm - (pu + q) dt = - \int f dm dt \quad (1)$$

Здесь  $p$  — давление,  $V$  — удельный объем,  $u$  — скорость газа,  $\varepsilon$  — внутренняя энергия единицы массы,  $f$  — интенсивность подвода энергии в газ на единицу массы и в единицу времени,  $q$  — поток лучистой энергии,  $m$  — массовая (лагранжева) координата,  $t$  — время; интеграл в правой части взят по площади, ограниченной произвольно выбранным контуром.

Уравнение состояния паров принимается в виде

$$\varepsilon = \frac{p}{\rho (\gamma_{\text{eff}} - 1)} \quad (2)$$

где  $\rho$  — плотность газа,  $\gamma_{\text{eff}}$  — эффективный показатель адиабаты.

Поток лучистой энергии в парах  $q$  рассчитывается по зависимости [4]

$$q = F^+ - F^-, \quad F^+(\tau) = \exp(-\frac{3}{2}\tau) \int_0^{\tau} \sigma T^4 \exp(\frac{3}{2}t) \frac{3}{2} dt$$

$$F^-(\tau) = \exp(\frac{3}{2}\tau) \int_{\tau}^{\tau_1} \sigma T^4 \exp(-\frac{3}{2}t) \frac{3}{2} dt, \quad \tau = \int_0^m \frac{dm}{\rho l} \quad (3)$$

Здесь  $F^+$  и  $F^-$  — потоки лучистой энергии в положительном и отрицательном направлениях соответственно,  $T$  — температура газа,  $\tau$  — оптическая толщина паров,  $l$  — Росселандов пробег излучения,  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана.

Граница сублимации  $m_1$  движется по условию

$$\frac{dm_1}{dt} = \frac{q(m_1)}{Q}, \quad m_1(0) = 0 \quad (4)$$

где  $Q$  — энергия сублимации.

Если в процессе разлета вследствие лучистой передачи энергии температура и скорость паров значительно превышают температуру и скорость на границе сублимации, а плотность значительно меньше плотности на границе сублимации, то при  $m = m_1$  можно поставить следующие граничные условия:

$$u_1 = 0, \quad T_1 = 0, \quad \rho_1 = \infty \quad (5)$$

При этом давление на границе сублимации  $p_1$  и поток массы  $dm_1/dt = \rho_1 u_1$  являются конечными величинами, определяемыми в процессе решения.

На границе разлета ( $m = 0$ ) ставилось условие

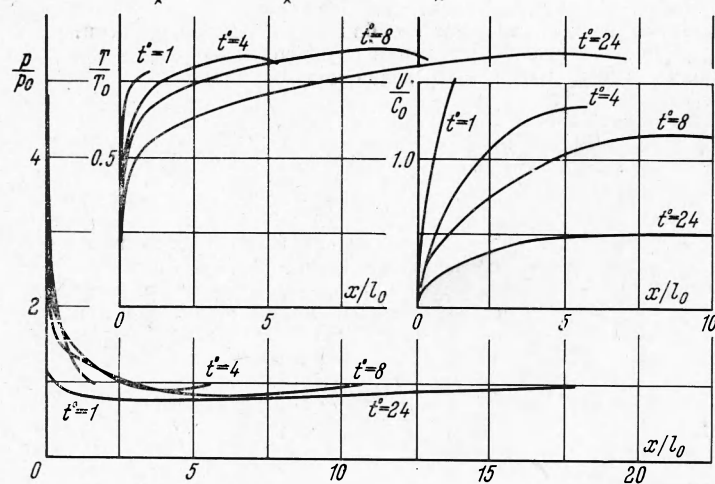
$$p(0, t) = p_0 = \text{const} \quad (6)$$

Предполагалось, что энергия выделяется в массовом слое  $m_*$ , прилегающем к границе разлета

$$\int_0^{m_*} f(m, t) dm = q_0, \quad f(m, t) = 0 \quad \text{при } m > m_* \quad (7)$$

При численном расчете масса  $m_*$  равнялась первому шагу по массовой координате, что позволяло оставлять неопределенной зависимость подвода энергии  $f(m, t)$  по слою  $m_*$ .

Система уравнений (1) с граничными условиями (4), (5) и (6) решена методом, предложенным С. К. Годуновым для решения нестационарных адиабатических задач газовой динамики [5] и обобщенным в работе А. С. Фонарева [6] на случай неадиабатических движений.



Фиг. 1

Приведем расчет параметров паров пластинки из железа. Термодинамические характеристики паров  $\epsilon(\rho, T)$ ,  $\gamma_{\text{eff}}(\rho, T)$  и Росселандов пробег излучения  $l(\rho, T)$  рассчитаны на основе работ [7, 8].

Зависимость безразмерных величин (давления  $P = p/p_0$ , температуры  $T^\circ = T/T_0$  и скорости  $U = u/c_0$ ) от безразмерной координаты  $X = x/l_0$  для ряда моментов времени  $t^0 = t/t_0$  представлена на фиг. 1.

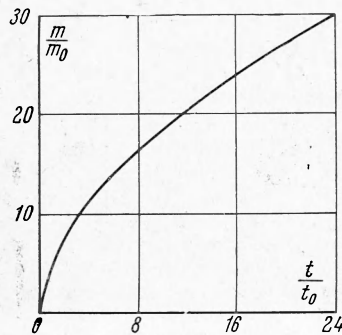
Характерные параметры — давление на границе разлета  $p_0$ ; температура  $T_0$ , определяемая потоком подводимой энергии  $q_0$ ; скорость звука  $c_0$ ; характерная длина пробега излучения  $l_0$ ; характерное время  $t_0$ .

На фиг. 2 представлена зависимость от безразмерного времени приведенной сублимированной массы.

Результаты численного расчета предложенной постановки задачи показали, что интенсивный подвод энергии во внешние слои испаренного вещества сопровождается значительным нагревом внешних слоев, что приводит к лучистой передаче энергии внутренним слоям и сублимирующей поверхности.

При движении испаренного вещества можно выделить две стадии. В стадии ускорения давление на сублимирующей поверхности  $p_1$  может значительно превышать давление на границе разлета  $p_0$  ( $t^0 = 1$ ).

В стадии торможения ( $t^0 = 4, 8, 24$ ) скорость паров падает, а давление в парах стремится к давлению  $p_0$ . Оптическая толщина паров растет со временем и значительно превышает единицу. Распределение температуры в парах (фиг. 1) имеет большое плато, резко убывая у сублимирующей поверхности. Температура массы  $m_*$  ( $T^*$ ) может значительно превышать температуру основной массы газа.



Фиг. 2

Излучение испаренного вещества в вакуум растет со временем и составляет значительную часть подводимой во внешние слои энергии. Для достаточно больших моментов времени ( $t^0 = 24$ ) излучение испаренного вещества в вакуум стремится к величине подводимой энергии.

Проведенный расчет показал, что в рассматриваемом режиме поток лучистой энергии на сублимирующую поверхность значительно меньше потока энергии, выделяемой во внешних слоях испаренного вещества, т. е. сублимирующая поверхность сильно экранирована парами материала. Вследствие этого параметры на сублимирующей поверхности, а также параметры основной массы испаренного вещества не сильно зависят от закона выделения энергии во внешних слоях (по массовой координате).

Сравним рассмотренный выше режим движения паров с самосогласованным режимом [2], который также является нестационарным. В случае самосогласованного режима поток излучения на сублимирующую поверхность не зависит от времени (при постоянной мощности внешнего источника) и составляет примерно 0.75 потока внешнего источника, что соответствует оптической толщине паров  $\tau \approx 0.28$ .

В рассмотренном режиме оптическая толщина паров значительно больше единицы, а подводимый к сублимирующей поверхности поток значительно меньше потока энергии, выделяемой во внешних слоях.

Давления на сублимирующей поверхности (давление  $p_1$  в несколько раз превышает давление на границе разлета  $p_0$ ) отличаются не сильно, не более чем в два раза, но величина испаренной массы в случае самосогласованного режима значительно (на порядок) меньше испаренной массы в случае подвода энергии во внешние слои. Это объясняется тем, что в случае самосогласованного режима температура испаренного вещества растет со временем  $T \sim t^{1/4}$  и может значительно превышать температуру испаренного вещества в рассмотренном режиме (температура основной массы испаренного вещества не превышает величину  $T_0$ ).

Особенностью рассмотренного режима является, так же как отмечалось выше, значительный высвет в вакуум.

Таким образом, предложенный режим движения паров сублимирующей поверхности, при котором энергия подводится во внешние слои испаренного вещества и передается к сублимирующей поверхности путем лучистого переноса в парах, качественно отличен от рассмотренных ранее режимов движения паров [1-3].

Автор благодарит В. В. Лунева, Г. И. Покровского, О. Н. Крохина, Ю. В. Афанасьева, В. Т. Киреева за большой интерес к работе и обсуждение предложенного режима движения паров, а также А. Н. Прохорова и сотрудников семинара ФИАН за обсуждение возможности реализации рассмотренного режима при действии на преграду лазерного излучения.

Поступила 10 VI 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Испарение вещества под действием излучения лазера, ЖЭТФ, 1967, т. 52, № 4.
2. Афанасьев Ю. В., Кроль В. М., Крохин О. Н., Немчинов И. В. Газодинамические процессы при нагревании вещества излучением лазера. ПММ, 1966, т. 30, вып. 6.
3. Кроль В. М. Плоские автомодельные движения теплопроводного газа, нагреваемого излучением. ПМТФ, 1968, № 4.
4. Амбарцумян В. А., Мустель Э. Р., Северный А. Б., Соболев В. В. Теоретическая астрофизика. М., Гостехиздат, 1952.
5. Годунов С. К. Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики. Матем. сб., 1959, т. 47, № 3.
6. Фонарев А. С. Метод численного расчета и решение задачи о разлете плоского слоя газа при постепенном неравномерном выделении энергии. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1964, т. 4, № 3.
7. Rose C. A. Ionization equilibrium equation of state. Astrophys. J., 1961, vol. 134, № 2.
8. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.