

**РАЗЛИЧНЫЕ РЕЖИМЫ ТЕПЛООВОГО НАГРЕВА
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ
С ВЕЩЕСТВОМ**

П. П. Волосевич, С. П. Курдюмов, Е. И. Леванов

(Москва)

Исследуются газодинамические и тепловые процессы, возникающие в результате взаимодействия мощного потока лазерного излучения с веществом. Рассматриваются такие потоки, при которых можно пренебречь энергией сублимации по сравнению с тепловой и кинетической энергией образовавшихся паров. Наряду с гидродинамическим разлетом учитывается электронная теплопроводность. Изучаются свойства различных режимов распространения температурных волн в движущейся среде. Основное внимание уделяется случаю бесконечно большого коэффициента поглощения.

1. В работах [1-3] обсуждался вопрос о возможности достижения температур порядка 10^8 °К путем концентрации мощных потоков лазерного излучения на малую массу вещества. При этом общая энергия в импульсе сравнительно невелика. В [1] отмечалось, что рост температуры ограничивается электронной теплопроводностью.

Анализ решения уравнений газодинамики с учетом переноса тепла излучением и теплопроводностью показывает, что существуют два качественно различных режима распространения тепла в движущейся среде — так называемые ТВ-I (температурная волна первого рода) и ТВ-II (температурная волна второго рода).

Впервые на существование двух типов температурных волн было указано в [4]. В работе [5], посвященной автомодельному решению одномерной плоской задачи о движении поршня в идеальном теплопроводном газе, подробно изучаются свойства ТВ-I и ТВ-II. Различные режимы теплового прогрева рассматривались также в [6-9].

2. Сформулируем ряд плоских одномерных автомодельных задач радиационной газодинамики с учетом нелинейной теплопроводности, на основе анализа которых дадим качественную характеристику двух типов температурных волн. Несмотря на относительную узость класса соответствующих автомодельных решений, основные свойства режимов ТВ-I и ТВ-II, вытекающие из их анализа, характерны и для общего случая, когда условия автомодельности не выполняются.

Будем предполагать, что коэффициенты теплопроводности и поглощения являются степенными функциями температуры и плотности:

$$\kappa = \kappa_0 T^a \rho^b, \quad K = K_0 T^{a_1} \rho^{b_1} \quad (2.1)$$

В частности, для полностью ионизованной плазмы (см. [10]) безразмерные постоянные в (2.1)

$$a = 5/2, \quad b = 0, \quad a_1 = -3/2, \quad b_1 = 2 \quad (2.2)$$

Газ считается идеальным с уравнением состояния

$$P = R \rho T, \quad \varepsilon = RT / (\gamma - 1) \quad (2.3)$$

где γ — отношение удельных теплоемкостей, R — газовая постоянная

Система уравнений газодинамики в одномерном плоском приближении с учетом лазерного излучения и теплопроводности имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} &= -R \frac{\partial}{\partial m} (\rho T), & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) &= \frac{\partial v}{\partial m} \\ \frac{R}{\gamma-1} \frac{\partial T}{\partial t} + R\rho T \frac{\partial v}{\partial m} &= -\frac{\partial W}{\partial m}, & W &= q + W_e \\ W_e &= -\kappa_0 T^a \rho^{b+1} \frac{\partial T}{\partial m} \end{aligned} \quad (2.4)$$

где m — массовая лагранжева переменная, t — время, v — скорость, ρ — плотность, P — давление, T — температура, q — плотность потока излучения, W_e — тепловой поток, обусловленный электронной теплопроводностью.

Рассмотрим две задачи.

Задача А. Поток излучения полностью поглощается вблизи границы газа с вакуумом или с поршнем ($m = 0$). В области $m > 0$ перенос тепла осуществляется только механизмом теплопроводности

$$q = \begin{cases} q_0 t^g & \text{при } m = 0 \\ 0 & \text{при } m > 0 \end{cases} \quad (2.5)$$

где q_0 и g — константы.

Задача Б. На границе $m = 0$ задается поток излучения

$$q(0, t) = q_0 t^g \quad (2.6)$$

В области $m > 0$ справедливо уравнение переноса вида

$$\partial q / \partial m = -K_0 T^{a_1} \rho^{b_1-1} q \quad (2.7)$$

Для обеих задач предполагается, что в точке $m = 0$ выполняются также условия для вакуума

$$P(0, t) = 0, \quad W_e(0, t) = 0 \quad (2.8)$$

для поршня

$$v(0, t) = v_0 t^{n_0}, \quad W_e(0, t) = 0 \quad (2.9)$$

Начальные условия при $t = 0$ для всех $m > 0$ имеют вид

$$v(m, 0) = 0, \quad T(m, 0) = 0, \quad \rho(m, 0) = \rho_0 \quad (2.10)$$

Анализ показывает, что решение задачи А автомодельно при выполнении следующих условий:

$$g = \frac{3}{2}(a-1), \quad n_0 = \frac{1}{3}g \quad (2.11)$$

Решение задачи Б автомодельно при выполнении (2.11), а также дополнительной зависимости между параметрами a и a_1 (см. [11])

$$a_1 = \frac{1}{2} - a \quad (2.12)$$

При выполнении условий автомодельности ((2.11) или (2.11) и (2.12)) независимые переменные m и t и искомые функции можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} m &= s q_0^{1/3} \rho_0^{2/3} t^{1+g/3}, & v(m, t) &= \alpha(s) q_0^{1/3} \rho_0^{-1/3} t^{g/3} \\ \rho(m, t) &= \delta(s) \rho_0, & T(m, t) &= f(s) q_0^{2/3} \rho_0^{-2/3} R^{-1} t^{2g/3} \\ W_e(m, t) &= \omega(s) q_0 t^g, & q(m, t) &= \varphi(s) q_0 t^g \end{aligned} \quad (2.13)$$

Используя (2.13), из системы (2.4) получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений вида

$$\begin{aligned} n_0 \alpha - n s \alpha' + (\delta f)' &= 0, & n s \delta^{-1'} + \alpha' &= 0 \\ (\gamma - 1)^{-1} (2n_0 f - n s f') + \delta f \alpha' + (\omega + \varphi)' &= 0 \\ \omega &= -\lambda f^a \delta^{b+1} f' \end{aligned} \quad (2.14)$$

где

$$n_0 = g/3, \quad n = 1 + g/3$$

Кроме того, для задачи А имеем

$$\varphi(0) = 1, \quad \varphi(s) = 0 \quad \text{при } s > 0 \quad (2.15)$$

и для задачи Б

$$\varphi(0) = 1, \quad \varphi' = -\sigma f^{a_1} \delta^{b_1-1} \varphi \quad \text{при } s > 0 \quad (2.16)$$

Безразмерные величины λ и σ имеют вид

$$\lambda = \kappa_0 q^{2(a-1)/3} \rho_0^{b-(2a+1)/3} R^{-(a+1)}, \quad \sigma = K_0 q_0^{(2a_1+1)/3} \rho_0^{b_1-1/3-2a_1/3} R^{-a_1} \quad (2.17)$$

Через f' , α' и т. д. в (2.14) обозначены производные по безразмерной переменной s .

Для обеих задач краевые условия (2.8) — (2.10) в безразмерных переменных (2.13) имеют вид в случае вакуума

$$\delta(0) = 0 \quad (2.18)$$

в случае поршня

$$\alpha(0) = \alpha_0 = v_0 \rho_0^{1/3} / q_0^{1/3}$$

$$\omega(0) = 0, \quad \alpha(\infty) = 0, \quad f(\infty) = 0, \quad \omega(\infty) = 0, \quad \delta(\infty) = 1 \quad (2.19)$$

3. Остановимся подробнее на задаче А. Анализ и построение некоторых примеров автомодельных решений задачи Б рассматривались в [11]. Заметим, что к задаче А сводится также случай, когда среда предполагается оптически толстой и излучение описывается в рамках лучистой теплопроводности. Этот случай подробно исследован при решении задачи о поршне с заданным на нем температурным режимом в работе [5].

Сформулируем основные результаты, проведенных ранее исследований.

Было показано, что решение задачи А при $a > 0$ имеет вид температурной волны, распространяющейся с конечной скоростью. Положение фронта ТВ характеризует безразмерная координата $s=s_1$, в которой выполняются условия

$$\alpha(s_1) = 0, \quad f(s_1) = 0, \quad \omega(s_1) = 0, \quad \delta(s_1) = 1 \quad (3.1)$$

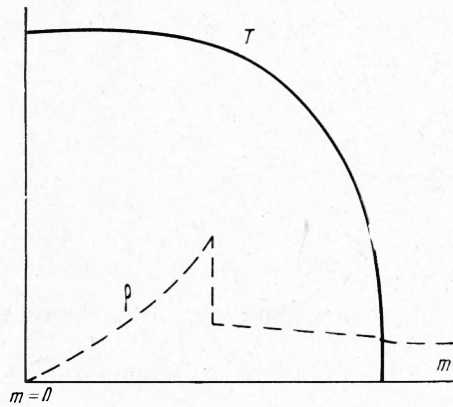
Положение фронта волны $s = s_1$ при заданных краевых условиях и безразмерной постоянной λ определяется из решения системы (2.14) численным методом.

Анализ автомодельного решения, проведенный при различных значениях параметра λ показывает, что существуют два различных режима распространения тепла.

1. Температурная волна первого рода (ТВ-I) — режим распространения тепла со сверхзвуковой скоростью. Этот режим характеризуется следующими свойствами:

- а) температурная волна распространяется с конечной скоростью по начальному фону с нулевой температурой,
- б) скорость фронта ТВ-I всегда больше местной изотермической скорости звука $c = \sqrt{RT}$ (сверхзвуковой прогрев),
- в) плотность и другие гидродинамические величины за фронтом ТВ-I растут,
- г) между поршнем и фронтом ТВ-I может существовать изотермическая ударная волна.

Пример сверхзвукового распространения тепла приведен на фиг. 1.



Фиг. 1

2. Температурная волна второго рода (ТВ-II) — режим распространения тепла с дозвуковой скоростью. Этот режим характеризуется следующими основными свойствами:

- а) фронт ТВ-II выделяется равенством нулю теплового потока и максимумом плотности в этой точке;
- б) скорость переноса фронта ТВ-II всегда меньше местной изотермической скорости звука (дозвуковой прогрев),
- в) плотность и скорость за фронтом ТВ-II падают (см. фиг. 2),
- г) область между фронтом ТВ-II и идущей впереди него ударной волной является почти адиабатической

(тепловые потоки малы), фронт ударной волны несколько размазан теплопроводностью и представляет собой изотермический скачок.

Смена режимов распространения тепла определяется значениями параметров λ . Было показано, что при

$$\lambda < \lambda_* \quad (3.2)$$

где λ_* — некоторая безразмерная константа, существует режим ТВ-II.

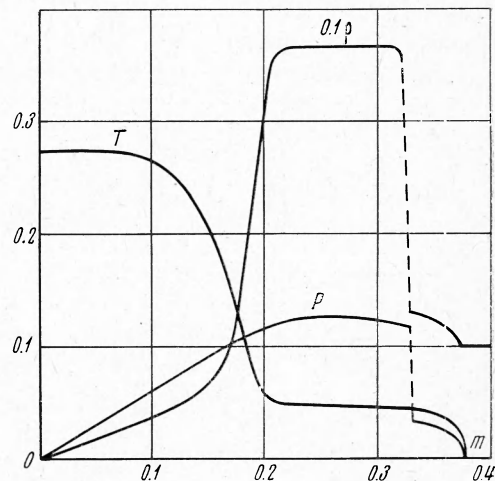
При

$$\lambda \geq \lambda_* \quad (3.3)$$

имеет место режим ТВ-I.

Используя (2.17) и выражение q_0 через полную энергию E действия источника излучения за время τ

$$q_0 = (g + 1) E / \tau^{g+1} \quad (3.4)$$



Фиг. 2

левую часть неравенств (3.2) и (3.3) можно записать в виде

$$\lambda = \kappa_0 (g + 1)^c E^c \tau^{-c(g+1)} \rho_0^{b-c} R^{-(a+1)} \quad (3.5)$$

где $c = 2(a-1)/3$

В частности, из (3.2) — (3.4) и (2.2) следует, что для случая полностью ионизованной плазмы (в этом случае $g = 1$) режим ТВ-I существует при

$$\frac{E}{\tau^2} > \frac{1}{2} \lambda_* \frac{\rho_0^2 R^{7/2}}{\kappa_0} \quad (3.6)$$

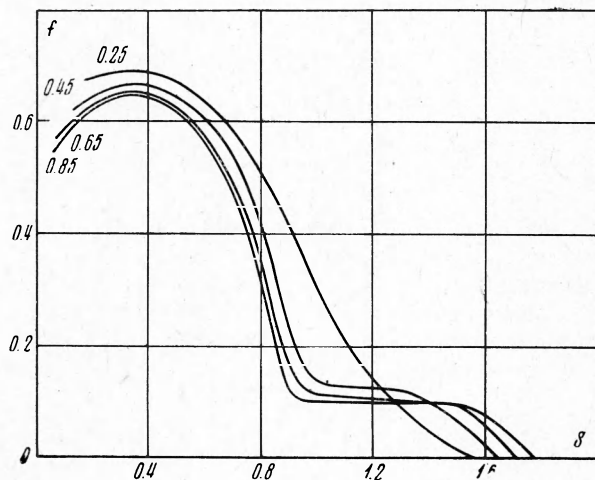
а режим ТВ-II при

$$\frac{E}{\tau^2} \leq \frac{1}{2} \lambda_* \frac{\rho_0^2 R^{7/2}}{\kappa_0} \quad (3.7)$$

Безразмерная постоянная λ_* определяется путем численного решения автомодельной задачи А.

При этом в формулах (3.6), (3.7) при $\gamma = 5/3$ значение $\lambda_* = 3.75$. Однако газодинамическое движение становится сравнительно мало существенным (перепад плотностей на ударной волне в глубине фронта ТВ не более 1.5), лишь начиная со значений $\lambda > 50$.

4. Выше отмечалось, что задача А автомодельна при выполнении условия (2.11). При произвольном g (например, при $q(0, t) = q_0 = \text{const}$) задача не является автомодельной. Однако решение этой задачи численным



Фиг. 3

методом показывает, что при наличии режима ТВ-II в области прогрева, т. е. в области между фронтом ТВ-II и границей пары — вакуум решение задачи А с течением времени выходит на автомодельный режим, в котором искомые функции имеют вид

$$F_i(m, t) = f_i(s) F_{0i} t^{n_i} \quad (s = m / A_0 t^{\alpha})$$

На фиг. 3 изображен график безразмерной температуры в зависимости от автомодельной переменной s , иллюстрирующий выход решений на асимптотический автомодельный режим в области прогрева. (Постановка автомодельных задач такого типа впервые была предложена А. Д. Сахаровым, Я. Б. Зельдовичем и их сотрудниками. Аналогичная задача без учета теплопроводности рассматривалась в [12,13]).

В режиме ТВ-II можно приближенно считать, что давление на фронте температурной волны (P_T) равно давлению на фронте ударной волны (P_v), движущейся впереди ТВ по «начальному фону», с плотностью $\rho(m, 0) =$

$= \rho_0$ (см. фиг. 2). По значению $P_v = P_T$ легко определить массовую скорость ударной волны ($D_v = \sqrt{0.5(\gamma + 1) P_T \rho_0}$), а также другие параметры ударной волны.

Расчеты показывают, что решение задачи можно построить следующим образом. В области $0 \leq m \leq m_T$, охваченной температурной волной строится автомодельное решение, из которого определяется давление на фронте температурной волны $P_T = P(m_T, t)$ и глубина прогрева m_T . С помощью условия $P_v = P_T$ автомодельное решение «сшивается» с неавтомодельной в рассматриваемых условиях ударной волной, движущейся впереди ТВ по фону $\rho = \rho_0$.

Безразмерные переменные и искомые функции в области прогрева можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} m &= s q_0^{(2a-b-1)/d} R^{-(2a+1)/d} \kappa_0^{2/d} t^n \\ v(m, t) &= \alpha(s) q_0^{(1-b)/d} R^{(a+1)/d} \kappa_0^{-1/d} t^{n_0} \\ T(m, t) &= f(s) q_0^{2(1-b)/d} R^{(1+3b)/d} \kappa_0^{-2/d} t^{2n_0} \\ \rho(m, t) &= \delta(s) q_0^{2(a-1)/d} R^{-3(a+1)/d} \kappa_0^{3/d} t^{n_1} \end{aligned} \quad (4.1)$$

где $d = 2a + 1 - 3b$

$$W_l(m, t) = \omega(s) q_0 t^{2g}, \quad q(m, t) = \varphi(s) q_0 t^{2g}$$

где $\varphi(s) = 1$ при $s = 0$ и $\varphi(s) = 0$ при $s > 0$

$$n = 1 + \frac{g}{3} + \frac{2n_1}{3}, \quad n_0 = \frac{g}{3} - \frac{n_1}{3}, \quad n_1 = \frac{2(a-1)g-3}{2a-3b+1}$$

Задача автомодельна при произвольном значении $g > -1$ (случай $g \leq 1$ не имеет физического смысла, так как в этом случае вложенная энергия лазерного излучения бесконечна).

Из автомодельного решения численными методами определяются значения безразмерной координаты фронта температурной волны $s = s_1$, где выполняются условия

$$f(s_1) = 0, \quad \alpha(s_1) = 0, \quad \omega(s_1) = 0$$

и безразмерного давления $\beta(s_1) = \beta_1 > 0$. Например, для случая $\gamma = 5/3$ полностью ионизованной плазмы ($a = 5/2$, $b = 0$) и постоянного граничного потока излучения ($g = 0$) имеем $s_1 = 0.6$, $\beta_1 = 0.42$.

Глубина прогрева вещества и давление на фронте прогрева определяются следующими формулами:

$$m_T = s_1 (\kappa_0^2 q_0^{2a-b-1} R^{-2(a+1)})^{1/d} t^{g/3+1+2n_1/3} \quad (4.2)$$

$$P_T = \beta_1 (\kappa_0 q_0^{2(a-b)} R^{-(a+1)})^{1/d} t^{2g/3+n_1/3} \quad (4.3)$$

Предполагая далее $p_T = p_v$, получим, что массовая скорость и массовая координата ударной волны имеют соответственно вид

$$D_v = \sqrt{0.5(\gamma + 1)} \beta_1^{1/2} (\kappa_0^{1/2} q_0^{a-b} R^{-(a+1)/2})^{1/d} t^{g/3+n_1/6} \quad (4.4)$$

$$m_v = \frac{\sqrt{0.5(\gamma + 1)} \beta_1}{g/3 + 1 + n_1/6} \rho_0^{1/2} (\kappa_0^{1/2} q_0^{a-b} R^{-(a+1)/2})^{1/d} t^{g/3+1+n_1/6} \quad (4.5)$$

Сравнение параметров фронта ударной и температурной волн позволяет определить с точностью до безразмерного множителя критический момент времени, при котором осуществляется выход на автомодельный режим. Действительно, разность массовых координат, определяющих

положение фронта ударной и температурной волн, имеет вид

$$\Delta m = m_v - m_T = s_1 (\kappa_0^2 q_0^{2a-b-1} R^{-2(a+1)})^{1/d} t^{g/3+1+n_1/6} (\chi_0 - t^{n_1/2}) \quad (4.6)$$

где

$$\chi_0 = \sqrt{0.5(\gamma+1)\beta_1} (g/3+1+n_1/6)^{-1} s_1^{-1} \rho_0^{1/2} (R^{3(a+1)/2} \kappa_0^{3/2} q_0^{-(a-1)})^{1/d}$$

Так как в режиме ТВ-II ударная волна движется перед фронтом ТВ, то должно быть $\Delta m > 0$.

Из (4.6) следует, что Δm обращается в нуль при $t = 0$ и $t = t_*$, где

$$t_* = (\sqrt{0.5(\gamma+1)\beta_1} (g/3+n_1/6+1)^{-1} s_1^{-1} \rho_0^{1/2})^{2/n_1} \times \\ \times [(R^{3(a+1)/2} \kappa_0^{-3/2} q_0^{1-a})^{2/2a-2g-3}] \quad (4.7)$$

Следовательно, если $2a+1-3b > 0$, $a > 1$, то в случае $g < 3(a-1)/2$ рассматриваемый автомодельный режим имеет место при $t > t_*$, где «критическое» время $t = t_*$ определяется формулой (4.7).

В частности, режим ТВ-II существует на асимптотической стадии процесса нагрева и испарения при $g < 0$, т. е. когда в начальный момент $t = 0$ поток очень велик (бесконечен), а затем при $t > 0$ резко убывает по степенному закону, а также при $g = 0$, т. е. в случае $q(0, t) = q_0 = \text{const}$. В начальной стадии процесса имеет место режим ТВ-I.

При $g > 3(a-1)/2$ автомодельный режим ТВ-II существует в начальной стадии процесса, т. е. при $t < t_*$. На асимптотической стадии процесса режим ТВ-II сменяется режимом ТВ-I, т. е. сверхзвуковым прогревом.

В случае $g = 3(a-1)/2$ автомодельный режим имеет место как в области прогрева, так и в области ударной волны. Этот случай рассмотрен в п. 3.

При $\gamma = 5/3$, $g = 0$ (постоянный поток излучения на границе), $a = 5/2$ и $b = 0$ (полностью ионизованный газ) температура T , глубина прогрева $m_T = m_1$ и значение $t = t_*$ — момента смены режимов распространения тепла имеют вид

$$T(m, t) = f(s) q_0^{1/3} R^{1/6} \kappa_0^{-1/3} t^{1/3}$$

$$m_1 = 0.6 q_0^{2/3} R^{-7/6} \kappa_0^{1/3} t^{1/3}$$

$$t_* = \kappa_0 q_0 \rho_0^{-4} R^{-7/2} (0.4 [0.21(\gamma+1)]^{-1/2})^4 \approx 1/16 \kappa_0 q_0 \rho_0^{-4} R^{-7/2}$$

Авторы благодарны А. А. Самарскому за полезное обсуждение результатов.

Поступила 31 I 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Крохин О. Н. Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора. ЖЭТФ, 1964, т. 46, вып. 1, стр. 171.
2. Dawson I. M. On the production of plasma by giant pulse laser. Phys. Fluids, 1964, vol. 7, No. 7, p. 981.
3. Басов Н. Г., Крохин О. Н. Применение лазеров для термоядерного синтеза. Вестн. АН СССР, 1970, № 6, стр. 55.
4. Marshak R. E. Effect of radiation on shock wave behavior. Phys. Fluids., 1958, vol. 1, No. 1, p. 24.
5. Волосевич П. П., Курдюмов С. П., Бусурина Л. Н., Крус В. П., Решение одномерной плоской задачи о движении поршня в идеальном теплопроводном газе. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1963, т. 3, № 1, стр. 149

6. Самарский А. А., Курдюмов С. П., Волосевич П. П. Бегущие волны в среде с нелинейной теплопроводностью. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1965, т. 5, № 2, стр. 199.
7. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963,
8. Неужаев В. Е. Истечение газа в вакуум при степенном законе температуры на границе. ПММ, 1966, т. 30, стр. 1015.
9. Розанов В. Б., Рухадзе А. А. Излучение, динамика и устойчивость плотной плазмы сильноточных импульсных разрядов. Препринт Физ. ин-та им. Лебедева, 1969, № 32.
10. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М., Изд-во иностр. лит., 1957.
11. Кроль В. М. Плоские автомодельные движения теплопроводного газа, нагреваемого излучением. ПМТФ, 1968, № 4.
12. 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, стр. 1022.
13. Букчин Б. Г., Леванов Е. И. Задача о разлете в вакуум нетеплопроводного газа, поглощающего лазерное излучение. Препринт Ин-та прикл. матем., 1971, № 15.