

**СТАЦИОНАРНЫЕ ТЕПЛОВЫЕ ВОЛНЫ  
В НАБЕГАЮЩЕМ ПОТОКЕ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА  
С ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ, ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ**

*К. Б. Павлов*

*(Москва)*

Исследуется структура стационарного переходного слоя в холодном идеальном газе, набегающем на нагретую проницаемую поверхность (решетку). Обнаружен гистерезис при установлении структуры стационарного переходного слоя.

Особенность процессов распространения тепла в несжимаемых изотропных средах с теплопроводностью, зависящей от температуры  $T$ , состоит в образовании переходных температурных слоев типа тепловых волн, поверхность фронта которых разделяет области с  $\nabla T = 0$  и  $\nabla T \neq 0$  [1,2]. Известно, что локализованные в пространстве тепловые волны могут быть обнаружены также при исследовании процессов нагревания сжимаемых сред [3,4].

Исследовать структуры переходных температурных слоев типа тепловых волн удобно при рассмотрении стационарных режимов теплопередачи. Подобное рассмотрение дает качественное представление об отдельных стадиях соответствующих нестационарных режимов. Стационарные тепловые волны в несжимаемых средах с теплопроводностью, зависящей от температуры, или с тепловыми стоками рассматривались в [5-8]; ниже исследуются стационарные переходные слои типа тепловых волн в идеальном газе с уравнением состояния

$$(1) \quad p = A\rho T.$$

Здесь  $p$  и  $\rho$  — давление и плотность газа,  $A \equiv R/\mu$ ,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $\mu$  — масса киломоля газа.

Пусть идеальный газ (1) с теплопроводностью, зависящей от температуры, стационарно движется в направлении оси  $x$  через проницаемую плоскую поверхность («решетку»)  $x = x_w$ , температура которой  $T = T_w$ . Если при  $x = -\infty$  скорость и плотность газа  $u = u_0$ ,  $\rho = \rho_0$ ,  $u_0, \rho_0 = \text{const} > 0$ , а  $T = T_0 = 0$ , то состояние газа в переходном слое при  $x < x_w$  должно быть определено из (1) и системы интегралов

$$(2) \quad m \left( \frac{u^2}{2} + c_v \bar{T} + \frac{p}{\rho} \right) - \kappa \frac{dT^n}{dx} = \frac{I^2}{2mc}, \quad mu + p = I,$$

$$\rho u = m, \quad I, m, c_v, \kappa = \text{const} > 0, \quad n = \text{const} > 1,$$

полученной при интегрировании стационарных уравнений газодинамики [2]. В переходном слое, где  $\frac{dT}{dx} \neq 0$ , температура газа всюду непрерывна; это непосредственно следует из первого уравнения (2) при интегрировании его по  $x$  от  $\Sigma - \varepsilon$  до  $\Sigma + \varepsilon$  ( $x = \Sigma$  — поверхность возможного разрыва решений системы (1), (2)) с последующим предельным переходом  $\varepsilon \rightarrow 0$ . Поэтому в рассматриваемом случае в переходном слое

могут образовываться только изотермические скачки, в которых параметры газа  $p$ ,  $u$  и  $\rho$  претерпевают сильный разрыв, а  $T$  — слабый. Изотермический скачок может располагаться на границе или внутри переходного слоя, в соответствии с этим он будет называться внешним или внутренним.

Принципиальная возможность образования пространственно локализованного переходного слоя типа тепловой волны с неподвижным фронтом  $x = x_\Phi$ ,  $-\infty < x_\Phi < x_w$  устанавливается при исследовании решения уравнения

$$(3) \quad \frac{dT^n}{dx} = \frac{(\gamma + 1) mc_v}{4\kappa} T, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v},$$

следующего из (1), (2) в предположении, что  $T \ll T_M \equiv I^2/4m^2A$ . При интегрировании (3) с учетом предельного условия  $T(-\infty) = 0$  можно получить выражения стационарного распределения температуры с обеих сторон поверхности фронта тепловой волны

$$T(x) = \begin{cases} \left[ \frac{(\gamma + 1)(n-1)mc_v}{4\kappa n} \right]^{\frac{1}{n-1}} x^{\frac{1}{n-1}} & \text{при } x \geq x_\Phi \\ 0 & \text{при } x \leq x_\Phi. \end{cases}$$

Здесь и далее начало координат считается совмещенным с поверхностью фронта тепловой волны:  $x_\Phi \equiv 0$ . В принятом приближении могут быть также определены распределения  $u$ ,  $\rho$  и  $p$  около поверхности фронта тепловой волны.

Параметры газа  $x_\Phi \leq x \leq x_w$  во всем переходном слое целесообразно представить как функции переменной  $z = z(x) = \frac{mu}{p}$ ,  $0 \leq z < \infty$ . Тогда из (1) и последних двух интегралов (2) можно получить

$$(4) \quad p = \frac{I}{z+1}, \quad u = \frac{I}{m} \frac{z}{z+1}, \quad \rho = \frac{m^2}{I} \frac{z+1}{z}, \quad T = \frac{I^2}{m^2A} \frac{z}{(z+1)^2}.$$

Максимальное значение  $T = T_M$  достигается при  $z=1$ . Таким образом, в потоке стационарно движущегося идеального газа с определенными  $I$  и  $m$  допустимые значения температуры ограничены сверху  $T(z) \leq T_M$ . Если  $T_i < T_M$ , то значение  $T_i$  может быть достигнуто при двух значениях

$$(5) \quad z_{i1,2} = \frac{2 - \tau_i \pm 2\sqrt{1 - \tau_i}}{\tau_i}, \quad z_{i1} \cdot z_{i2} = 1, \\ \tau_i \equiv \frac{T_i}{T_M}.$$

Так как

$$(6) \quad \frac{dT^n}{dx} = \frac{dT^n}{dz} \cdot \frac{dz}{dx},$$

то из (2) и (4) следует

$$(7) \quad (z - z_f) \frac{dz}{dz} = B_n \frac{z^{n-1}(1-z)}{(z+1)^{2n-1}},$$

$$B_n \equiv \frac{\kappa n (\gamma - 1) (4T_M)^{n-1}}{mA}, \quad z_f \equiv \frac{\gamma - 1}{2},$$

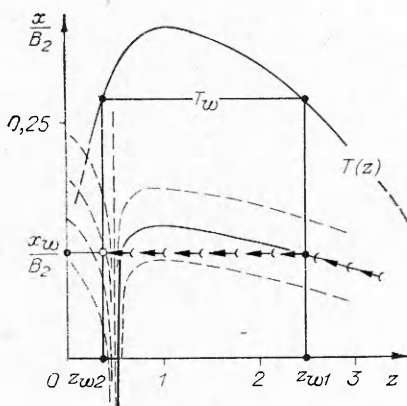
при решении которого должна быть определена функция  $x=x(z)$ . Находя затем обратную функцию  $z=z(x)$  с помощью соотношений (4), можно получить распределения величин  $p$ ,  $u$ ,  $\rho$  и  $T$  внутри переходного слоя. Частное решение уравнения (7), проходящее на интегральной плоскости  $xz$  через точку  $(x_k, z_k)$ , записывается в форме квадратуры

$$(8) \quad x - x_k = B_n \int_{z_k}^z \frac{\xi^{n-1} (1 - \xi) d\xi}{(\xi + 1)^{2n-1} (\xi - z_f)} \equiv B_n \int_{z_k}^z \psi(\xi) d\xi,$$

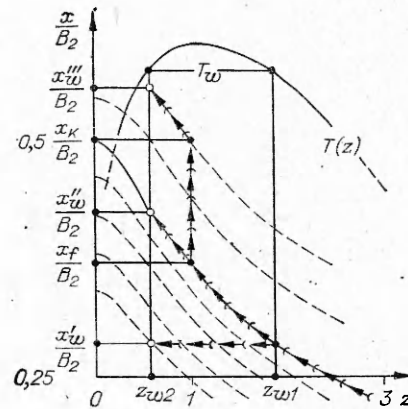
которая может быть вычислена в элементарных функциях при некоторых значениях  $n$  и  $\gamma$ . Например, если  $n=2$ , то решение (8) имеет вид

$$(9) \quad x - x_k = B_2 \frac{\gamma - 1}{(\gamma + 1)^3} \left\{ (\gamma - 1) (3 - \gamma) \ln \left| \frac{1 - \frac{\xi \gamma}{\xi_k}}{1 - \frac{\xi \gamma}{\xi_k}} \right| + \right. \\ \left. + 2 [\xi (3\gamma - 1 - 2\xi) - \xi_k (3\gamma - 1 - 2\xi_k)] \right\} \\ \xi \equiv \frac{\gamma + 1}{2(z + 1)}, \quad \xi_k \equiv \frac{\gamma + 1}{2(z_k + 1)}.$$

Интегральные кривые (8), (9) качественно различны при  $\gamma > 3$ ,



Ф и г. 1



Ф и г. 2

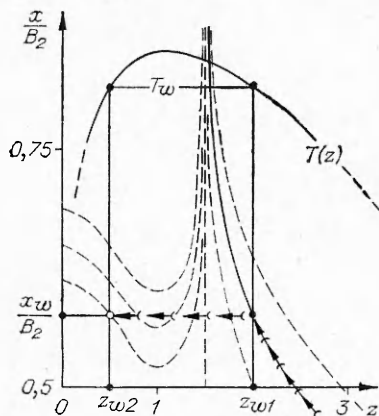
$\gamma=3$  и  $1 < \gamma < 3$ . На фиг. 1—3 приведены семейства интегральных кривых (9) для случаев  $\gamma=2, 3, 4$ ; сплошными линиями изображены интегральные кривые, проходящие через точку  $(x_\varphi, z_\varphi)$ , где  $z_\varphi = z(x_\varphi) = \infty$ , т. е. удовлетворяющие условию на фронте тепловой волны. Если  $\gamma \neq 3$ , то к семейству решений уравнения (7) присоединяется прямая  $z = z_f$ , являющаяся частным решением перевернутого уравнения (7) [9].

С помощью (4), (6), (7) можно определить выражение потока тепла  $q \equiv -\kappa \frac{dT^n}{dz}$  как функцию  $z$

$$q = \frac{I^2}{m(\gamma - 1)} \frac{z_f - z}{(z + 1)^2}.$$

Отсюда следует, что поток направлен по оси  $x$  при  $z < z_f$ , а при  $z > z_f$  — противоположно оси  $x$ . В точках  $z = z_\varphi$  и  $z = z_f$   $q(z_\varphi) = q(z_f) = 0$ ; эти точки соответствуют однородному состоянию газа с постоянными значениями  $p$ ,  $u$ ,  $\rho$  и  $T$  перед фронтом и за фронтом стационарной ударной волны, рас-

пространяющейся по идеальному газу с  $T_0$ . Очевидно, что определение параметров газа в переходном слое с температурой решетки  $T_w = T(z_f) =$



Ф и г. 3

$= T(z_f^{-1}) \equiv T_M \frac{8(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2}$  представляет задачу о структуре ударной волны в холодном идеальном газе с теплопроводностью, зависящей от температуры.

В соответствии с (5) температура нагретой решетки  $T_w$  и  $< T_M$  имеет место при двух значениях  $z: z_{w1}$  и  $z_{w2}$ . Общее условие термодинамического равновесия, примененное к системе: «единичная площадка решетки, рассматриваемая в качестве термостата — столб газа, проходящего через эту площадку», позволяет определить, какой из двух режимов является термодинамически более стабильным. Действительно, так как увеличение суммарной энтропии указанной

термодинамической системы за единицу времени можно записать в виде

$$\Delta S_{1,2} = m [s(z_{w1,2}) - s(z_\Phi)] + \frac{q}{T'}(z_{w1,2}),$$

где

$$s(z) = s_0 + c_v \ln \frac{z^\gamma}{(z+1)^{\gamma+1}}, \quad s_0 = \text{const},$$

то с учетом (5) и (7) следует, что при любых значениях  $\gamma$  при  $T_w < T_M$   $\Delta S_1 < \Delta S_2$ . Таким образом, режим с  $z_{w2}$  термодинамически более стабилен, чем режим с  $z_{w1}$ .

Изменение параметров газа в переходном слое непосредственно за фронтом тепловой волны  $x=x_\Phi$  соответствует движению изображающей точки по интегральной кривой  $x=x(z)$  (8) с  $x_h \equiv x_\Phi$  и  $z_h \equiv z_\Phi$ . На следующих стадиях это движение может происходить непрерывно или скачком, связанным с переходом изображающей точки на другую интегральную кривую. Любое перемещение изображающей точки на интегральной плоскости  $xz$  должно происходить с  $\Delta x \geq 0$ , а переход с одной интегральной кривой на другую должен быть изотермическим (см. фиг. 1—3).

Рассмотрим возможные перемещения изображающей точки из начального состояния  $(x_\Phi, z_\Phi)$  в конечное  $(x_w, z_{w2})$ . Сплошной стрелкой обозначено непрерывное движение изображающей точки по интегральной кривой, пунктирной — скачкообразный переход.

Начнем со случая  $1 < \gamma < 3$ .

Если  $T_w = T(z_f)$ , то перемещение изображающей точки происходит по схеме

$$(x_\Phi, z_\Phi) \rightarrow (x_f, z_f^{-1}) \dashrightarrow (x_f, z_f) \rightarrow (x_w, z_f),$$

$$x_f = B_n \int_{z_\Phi}^{z_f^{-1}} \psi(\zeta) d\zeta \quad x_w = \text{const} \geq x_f \quad z_f \equiv z_{w2}.$$

Так как изотермический скачок переводит газ в состояние, при котором отсутствует взаимодействие решетки и газа, то решетка может находиться на любом расстоянии от изотермического скачка ( $x_w \geq x_f$ , а значение  $x_w$  не определено). Изотермический скачок располагается вне переходного слоя, в котором всюду  $\frac{dT}{dx} > 0$ .

Если  $T_w \equiv T(z_{w1}, z) = T(z_f)$ , то перемещение изображающей точки происходит по схеме

$$(10) \quad (x_\varphi, z) \rightarrow (x_w, z_{w1}) \dashrightarrow (x_w, z_{w2}),$$

$$x_w = B_n \int_{z_\varphi}^{z_{w1}} \psi(\zeta) d\zeta$$

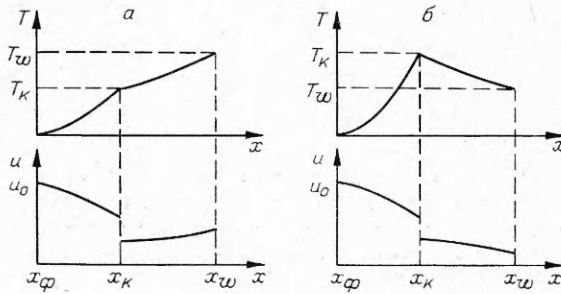
с внешним изотермическим скачком, располагающимся непосредственно на решетке (см. фиг. 1), или по схеме

$$(11) \quad (x_\varphi, z_\varphi) \rightarrow (x_k, z_{k1}) \dashrightarrow (x_k, z_{k2}) \rightarrow (x_w, z_{w2}),$$

$$x_k = B_n \int_{z_\varphi}^{z_{k1}} \psi(\zeta) d\zeta, \quad x_w = x_k + B_n \int_{z_{k2}}^{z_{w2}} \psi(\zeta) d\zeta$$

с внутренним изотермическим скачком. При перемещении изображающей точки по схеме (11), если  $T_w > T(z_f)$ , то  $T_k \equiv T(z_{k1}, z) > T(z_f), z_{k2} > z_f$  и  $\frac{dT}{dx} > 0$  всюду внутри переходного слоя  $x_\varphi < x < x_w$  (фиг. 4, а); если  $T_w < T(z_f)$ , то  $T_k < T(z_f)$ ,  $z_{k2} < z_f$ ,  $\frac{dT}{dx} > 0$  при  $x_\varphi < x < x_k$  и  $\frac{dT}{dx} < 0$  при  $x_k < x < x_w$  (см. фиг. 4, б), т. е. на изотермическом скачке температура газа имеет максимальное значение внутри переходного слоя.

Случай, когда  $\gamma=3$ . Если  $T(z_f) = T_m$ ,  $T_w \leq T(z_f)$ , то уравнению (7) удовлетворяют частные решения (8), в которых проведено сокращение  $\zeta - 1$  на  $\zeta - z_f$ , а также корень  $z = z_f = 1$ , которому соответствует вертикальная прямая, пересекающая на плоскости  $xz$  интегральные кривые (8) (см. фиг. 2). При рассмотрении возможных схем перемещений изображающей точки следует иметь в виду возможность ее непрерывного перехода с одной интегральной кривой на другую через прямую  $z=1$ . Движение изображающей точки по прямой  $z = z_f = 1$  в этом случае соответствует однородному состоянию газа с постоянными значениями  $p, u, \rho, T = T_m$ . Поэтому непрерывный переход с интегральной кривой, проходящей через точку  $(x_\varphi, z_\varphi)$ , на прямую  $z=1$  означает непрерывное изменение параметров газа внутри переходного слоя конечной толщины от постоянных значений с нулевой температурой к постоянным же значениям с температурой, отличной от нуля (локализованный в пространстве бескачковый переходный слой с передним и задним фронтом типа тепловой волны). Образование фронта тепловой волны связано с существованием особого решения соответствующего обыкновенного дифференциального уравнения [8]. Покажем, что аналогич-



Ф и г. 4

ная ситуация сохраняется в случае бескачкового переходного слоя.

Из первого интеграла (2), (4), (5) можно получить дифференциальное уравнение, описывающее распределение температуры внутри переходного слоя

$$(12) \quad \frac{\kappa T_M^{n-1}}{mc_v} \frac{d\omega}{dx} - \mathcal{F}_\nu(\omega) \equiv \frac{2 - \omega^{\frac{1}{n}}(1+z_f) + 2\sqrt{1-\omega^{\frac{1}{n}}}}{2 - \omega^{\frac{1}{n}} + 2\sqrt{1-\omega^{\frac{1}{n}}}} \omega^{\frac{1}{n}} \omega \equiv \tau^n.$$

При  $\gamma=3$  решениями уравнения (12) являются  $\omega=0$  и  $\omega=1$  ( $T=0$  и  $T=T_M$ ). Необходимым и достаточным признаком того, что  $\omega=0$  и  $\omega=1$  — особые решения уравнения (12), является сходимость несобственного интеграла  $\int_0^1 \frac{d\omega}{\mathcal{F}_3(\omega)}$  [9], в котором особенности  $\omega=0$  и  $\omega=1$  являются интегрируемыми. Особые решения уравнения (12) дают возможность в случае бескачкового переходного слоя представить распределение температуры в пространстве склеенным из двух особых и одного частного решения. При  $\gamma \neq 3$  уравнение (12) имеет одно особое решение  $\omega=0$ , поэтому локализованный в пространстве бескачковый переходный слой невозможен.

Продолжим рассмотрение возможных схем перемещения изображающей точки в случае, когда  $\gamma=3$ .

Если  $T_w = T(z_f)$ , то перемещение изображающей точки происходит по схеме

$$(x_\Phi, z_\Phi) \rightarrow (x_f, z_f) \rightarrow (x_w, z_f),$$

$$x_f = B_n \int_{z_\Phi}^{z_f} \psi(\zeta) d\zeta \quad x_w = \text{const} \geq x_f \quad z_f \equiv z_{w2}.$$

При этом параметры газа непрерывно изменяются внутри переходного слоя конечной толщины, который может располагаться на любом расстоянии от решетки.

Если  $T_w < T(z_f)$ , то перемещение изображающей точки происходит либо по схеме (10) с внешним, либо по схеме (11) с внутренним изотермическим скачком, на котором температура имеет максимальное значение внутри переходного слоя. Кроме того в этом случае возможен непрерывный переход по схеме

$$(x_\Phi, z_\Phi) \rightarrow (x_f, z_f) \rightarrow (x_k, z_f) \rightarrow (x_w, z_{w2}),$$

$$x_f = B_n \int_{z_\Phi}^{z_f} \psi(\zeta) d\zeta \quad x_k = \text{const} > x_f$$

$$x_w = x_k + B_n \int_{z_f}^{z_{w2}} \psi(\zeta) d\zeta$$

(см. фиг. 4, б).

Случай, когда  $\gamma > 3$ ,  $T_w \leq T(z_f)$ . Если  $T_w = T(z_f)$ , то изображающая точка движется на плоскости  $xz$  по интегральной кривой уравнения (8) с  $x_k \equiv x_\Phi$  и  $z_k \equiv z_\Phi$  к бесконечно удаленной точке  $(x_w = \infty, z_f)$ ; указанное движение соответствует полубесконечному переходному слою с непрерывно изменяющимися параметрами газа. Если  $T_w < T(z_f)$ , то возможные перемещения изображающей точки аналогичны соответствующим

щим случаям с внешним или внутренним изотермическим скачком при  $\gamma=3$  (см. фиг. 3).

Учитывая рассмотренные схемы перемещения изображающей точки, с помощью выражений (4) и (8) можно полностью рассчитать значения параметров газа внутри переходного слоя. Качественный характер изменения температуры  $T$  и скорости  $u$  переходного слоя, соответствующего схеме (11), можно видеть на фиг. 4. Может показаться странным, что при одной и той же температуре решетки  $T_w$  переходный слой может иметь различную структуру. Это обстоятельство связано с отсутствием единственности решений уравнения (7), физически свидетельствует о своеобразном гистерезисе, имеющем место при установлении стационарного переходного слоя. Для обоснования факта неоднозначности структуры переходного слоя необходимо провести дополнительное рассмотрение устойчивости переходного слоя с произвольным расположением внутри него изотермического скачка. Подобное рассмотрение в случае, описанном соотношениями (3) и (5), достаточно громоздко. Для принципиального решения вопроса об однозначности структуры переходного слоя с изотермическим скачком можно ограничиться исследованием переходного слоя, возникающего при изотермическом уравнении состояния

$$(13) \quad p = a^2 \rho, \quad a = \text{const}$$

и линейной теплопроводности ( $n=1$  в первом интеграле (2)). Из (7) и последних двух интегралов (2) следует, что плотность, давление и скорость газа перед изотермическим скачком и за ним постоянны и соответственно равны

$$(14) \quad \rho_0, p_0 = a^2 \rho_0, u_0; \quad \rho_f \equiv \rho_0 \frac{u_0^2}{a^2},$$

$$p_f = a^2 \rho_f, \quad u_f \equiv u_0 \frac{a^2}{u_0^2}.$$

Предполагая  $u_0 > a$ , отметим, что соотношения (14) имеют место независимо от распределения температуры в переходном слое, которое находится из первого интеграла (2). Если изотермический скачок располагается при  $x = 0$ , а  $u(-\infty) = u_0$ , то распределение температуры записывается в виде

$$(15) \quad T(x) = \begin{cases} T_0 \left(1 - e^{-\frac{mc_p}{\kappa} x}\right) + T_s e^{-\frac{mc_p}{\kappa} x} & \text{при } -\infty < x \leq 0 \\ \left(T_0 + \frac{u_0^2 - u_f^2}{2c_p}\right) \left[1 - e^{-\frac{mc_p}{\kappa}(x-x_w)}\right] + T_w e^{-\frac{mc_p}{\kappa}(x-x_w)} & \text{при } 0 \leq x \leq x_w, \end{cases}$$

где  $T_s$  — температура газа на изотермическом скачке. Из уравнения

$$(16) \quad T_s = \left(T_0 + \frac{u_0^2 - u_f^2}{2c_p}\right) \left(1 - e^{-\frac{mc_p}{\kappa} x_w}\right) + T_w e^{-\frac{mc_p}{\kappa} x_w}$$

невозможно одновременно определить неизвестные постоянные  $x_w$  и  $T_s$ , что обуславливает неоднозначность структуры переходного слоя (неоднозначность положения изотермического скачка относительно решетки).

Действительно, при  $T_w < T_0 + \frac{u_0^2 - u_f^2}{2c_p}$  изотермический скачок распола-



гается произвольно внутри переходного слоя  $-\infty < x \leq x_w$ ; при  $T_w = T_0 + \frac{u_0^2 - u_j^2}{2c_p}$   $T_s = T_w$ , но  $x_w$  может быть произвольным.

Исследование устойчивости структуры переходного слоя (13)–(16) проводится в предположении, что изотермический скачок подвергается бесконечно малому смещению в направлении, перпендикулярном его плоскости. Для этого в нестационарной системе одномерных уравнений газодинамики [2] представим все величины в форме сумм стационарных значений (14), (15) и бесконечно малых нестационарных возмущений. После проведения обычной линеаризации можно получить расщепленную систему уравнений для возмущений. В частности, для возмущений плотности и скорости имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i'}{\partial t} + u_i \frac{\partial \rho_i'}{\partial x} + \rho_i \frac{\partial u_i'}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial u_i'}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_i'}{\partial x} + \frac{a^2}{\rho_i} \frac{\partial \rho_i'}{\partial x} &= 0. \end{aligned}$$

Здесь штрихами обозначаются бесконечно малые возмущения; для значений величин перед изотермическим скачком  $i=0$ , за скачком —  $i=f$ . При исследовании устойчивости решения для величин  $\rho_i'$  и  $u_i'$  в (15) ищутся пропорциональными  $e^{\Omega t}$ ,  $\Omega > 0$ . Учитывая линеаризованные относительно малых возмущений условия непрерывности потоков массы и импульса на изотермическом скачке, а также, что  $\rho_i', u_i'(x) \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow \pm \infty$ , легко убедиться в том, что при  $\Omega > 0$   $\rho_i', u_i'(x) \equiv 0$ . Однако из этого еще не следует устойчивость структуры переходного слоя с произвольным расположением внутри него изотермического скачка, так как остается невыясненным, как ведут себя возмущения  $T_i'$ . Линеаризуя нестационарное уравнение энергии [2], с учетом того, что  $\rho_i', u_i' \equiv 0$ , можно получить следующие уравнения возмущений температуры:

$$\frac{\partial T_i'}{\partial t} + \gamma u_i \frac{\partial T_i'}{\partial x} = \chi_i \frac{\partial^2 T_i'}{\partial x^2}, \quad \chi_i \equiv \frac{\kappa}{\rho_i c_p};$$

решения которых, растущие со временем, также следует искать в форме  $\bar{T}_i'(x) e^{\Omega t}$ ,  $\Omega > 0$ .

Очевидно, что  $\bar{T}_0'(x) \equiv 0$ , если  $x_w = 0$ .  
Если  $x_w > 0$ , то

$$\begin{aligned} \bar{T}_0' &= C_1 e^{k_1^+ x}, \quad \bar{T}_f' = C_2 e^{k_2^+ x} + C_3 e^{k_2^- x}, \\ k_i^{\pm} &= \frac{\gamma u_i \pm \sqrt{\gamma^2 u_i^2 + 4\chi_i \Omega}}{2\Omega}, \end{aligned}$$

так как  $\bar{T}_0'(-\infty) = 0$ . Учитывая затем, что  $\bar{T}_f'(x_w) = 0$ , а при  $x=0$  одновременно имеют место непрерывность возмущений температуры и потока энергии, нетрудно убедиться в том, что  $C_1, C_2, C_3 \equiv 0$  и, стало быть,  $T_i' \equiv 0$  при  $-\infty < x \leq x_w$ .

Таким образом, стационарный переходный слой в холодном газе, набегающем на нагретую проницаемую поверхность (решетку), действительно может иметь неоднозначную структуру.

Поступила 8 IV 1974



## ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Компанец А. С. К теории распространения тепла при теплопроводности, зависящей от температуры. В сб., посвященном 70-летию А. Ф. Иоффе. М., Изд-во АН СССР, 1950.
2. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
3. Самарский А. А., Курдюмов С. П., Волосевич П. П. Бегущие волны в среде с нелинейной теплопроводностью. Журн. вычисл. матем. и матем. физ., 1965, т. 5, № 2, с. 199—217.
4. Басов П. Г., Борович Б. Л., Зуев В. С., Розанов В. Б., Стойлов Ю. Ю. Сильноточный разряд в газах. ЖТФ, 1970, т. 40, № 4, с. 805—813.
5. Мартинсон Л. К., Павлов К. Б. К вопросу о пространственной локализации тепловых возмущений в теории нелинейной теплопроводности. Журн. вычисл. матем. и матем. физ., 1972, т. 12, № 4, с. 1048—1053.
6. Голайдо С. И., Мартинсон Л. К., Павлов К. Б. Нестационарные задачи нелинейной теплопроводности с объемным поглощением тепла. Журн. вычисл. матем. и матем. физ., 1973, т. 13, № 5, с. 1351—1356.
7. Павлов К. Б. О пространственной локализации переходных слоев в задачах нелинейной теории теплопроводности. ПМТФ, 1973, № 4, с. 179—181.
8. Павлов К. Б. Пространственная локализация тепловых возмущений при нагревании сред с объемным поглощением тепла. ПМТФ, 1973, № 5, с. 96—101.
9. Матвеев Н. М. Методы интегрирования обыкновенных дифференциальных уравнений. М., «Высшая школа», 1967.