

значительным запозданием по сравнению с основными реакциями горения, поэтому для нескольких вариантов проведены расчеты динамики выхода окислов азота до момента времени, на два порядка превышающего время горения. На рис. 5 представлены кривые изменения концентрации NO и NO_2 от времени для одного из оптимальных режимов горения водорода, характеризующегося максимумом выделения тепла (или $[\text{H}_2\text{O}]_k$) и минимумом $[\text{NO}]$ и $[\text{NO}_2]$. Видно, что при увеличении τ концентрации NO и особенно NO_2 продолжают увеличиваться. В частности, это приводит к такому выводу: в энергетических аппаратах (если возможно по условиям эксплуатации) надо стремиться не столько к снижению температуры в области горения топлива, сколько к снижению температуры сразу за прохождением основных реакций горения.

Поступила в редакцию
24/X 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. R. W. Duff. J. Chem. Phys., 1958, 11, 6.
2. A. Ferri, G. Moretti, S. J. Slutsky. Soc. Indust. Appl. Math., 1965, 13, 1.
3. Я. Б. Зельдович, П. Я. Садовников, Д. А. Франк-Каменецкий. Окисление азота при горении. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1947.
4. Р. С. Тюльпанов, С. А. Михальчук.— В сб.: Горение гетерогенных и газовых систем. Черноголовка, 1977.
5. Р. С. Тюльпанов, В. Ф. Соколенко, А. И. Алимпиев.— В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1972.
6. В. Ф. Соколенко, Р. С. Тюльпанов, Ю. В. Игнатенко. ФГВ, 1972, 8, 4.
7. В. К. Баев, А. Ф. Гаранин, Р. С. Тюльпанов. ФГВ, 1976, 12, 1.
8. Р. С. Тюльпанов, В. Ф. Соколенко, В. Н. Тарарин.— В сб.: Теория и практика сжигания газа. Л., Недра, 1975.
9. Р. С. Тюльпанов.— В сб.: Тепломассообмен — V. Т. 2, Минск, Изд-во АН БССР, 1976.
10. И. О. Хинце. Турбулентность. М., Физматгиз, 1963.
11. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., Наука, 1965.
12. Н. Н. Семенов. О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности. М., Изд-во АН СССР, 1954.
13. Р. И. Солоухин. Ударные трубы для физико-химических исследований. Новосибирск, Наука, 1966.
14. В. Ф. Соколенко, Р. С. Тюльпанов.— В сб.: Газодинамика и физическая кинетика. Новосибирск, 1974.
15. Р. С. Тюльпанов, О. В. Прицкер. ФГВ, 1972, 8, 1.
16. О. Н. Мишин, Р. С. Тюльпанов. ФГВ, 1977, 13, 3.
17. И. Я. Сигал, Н. А. Гуревич, Е. Н. Лавренцов.— В сб.: Теория и практика сжигания газа. Л., Недра, 1975.

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ГАЗОВОЙ И КОНДЕНСИРОВАННОЙ ФАЗАХ ТОПЛИВА ПРИ ПОГАСАНИИ

*И. Г. Ассовский, Е. П. Клейменов,
О. И. Лейпунский, В. М. Пучков
(Москва)*

В работе [1] показано, что тепло, оставшееся в поверхностном слое конденсированной фазы (к-фазы) топлива при погасании, может инициировать экзотермическое разложение к-фазы и привести к вторичному воспламенению [2, 3].

С целью выяснения условий протекания реакции разложения к-фазы в данной работе теоретически и экспериментально исследуется картина остывания погасшего топлива. Рассматривается теплопередача в системе к-фаза — газ в отсутствии химических реакций.

Поскольку в экспериментах с реальным топливом нельзя исключить тепловое влияние реакций, то процесс остывания моделируется с помощью химически инертной системы, обладающей теплофизическими характеристиками, близкими к характеристикам топлива. Эксперименты проводились с баллистическим порохом Н [4]. В качестве вещества, моделирующего к-фазу пороха, выбран эбонит. Теплофизические характеристики эбонита [5] (коэффициент теплопроводности $\lambda = 4,2 \cdot 10^{-4}$ кал/(см · с · град), теплоемкость $c = 0,34$ кал/(г · град), плотность $\rho = 1,15$ г/см³, коэффициент температуропроводности $\kappa = 1,1 \cdot 10^{-3}$ см²/с) близки к характеристикам к-фазы пороха Н [4] ($\lambda = 5,6 \cdot 10^{-4}$ кал/(см · с · град), $c = 0,35$ кал/(г · град), $\rho = 1,6$ г/см³, $\kappa = 10^{-3}$ см²/с). К эбонитовому образцу приклеивалась навеска пороха Н, после сгорания которой создавалось начальное распределение температуры в к-фазе и газе, аналогичное имеющемуся в порохе к моменту погасания.

Результаты данной работы одновременно дополняют исследования температурного распределения в порохе при погасании на инертной подложке [6].

1. Рассмотрим, как меняются распределения температуры в газе и к-фазе при остывании топлива. Пусть к исходному моменту $t = 0$ в к-фазе ($x \leq 0$, индекс 1) и газе ($x > 0$, индекс 2) имеются начальные распределения температуры $T_1(x, 0)$ и $T_2(x, 0)$. Для определенности будем считать, что они аппроксимируются экспоненциальными зависимостями вида

$$T_i(x, 0) = T_{i\infty} + (T_s^0 - T_{i\infty}) \exp [(-1)^{i+1} x / l_i], \quad i = 1, 2, \quad (1)$$

где $T_{1\infty}$ — начальная температура топлива; $T_{2\infty}$ — максимальная температура в газе; T_s^0 — температура поверхности к-фазы в начальный момент; l_1 и l_2 — характерные размеры прогретых слоев к-фазы и газа. Предполагается, что цилиндрический образец топлива имеет достаточно большой радиус r , так что характерные времена теплопередачи через боковую поверхность в окружающую среду $t_i' = \rho_i c_i r^2 / 2\alpha_i$ ($i = 1, 2$) много больше соответствующих времен тепловой релаксации к-фазы $t_1 = l_1^2 \rho_1 c_1 / \lambda_1$ и газа $t_2 = l_2^2 \rho_2 c_2 / \lambda_2$ (α — коэффициент конвективной теплоотдачи). Поэтому теплопотери через боковую поверхность пренебрегаем.

Изменение температуры определяется уравнениями теплопроводности

$$\rho_i c_i \cdot \partial T_i / \partial t = \partial / \partial x \cdot \lambda_i \cdot \partial T_i / \partial x, \quad i = 1, 2 \quad (2)$$

вместе с условиями непрерывности температуры и тепловых потоков на границе раздела фаз $x = 0$

$$\begin{aligned} T_1(-0, t) &= T_2(+0, t) = T_s(t), \\ \lambda_1 \frac{\partial}{\partial x} T_1(-0, t) &= \lambda_2 \frac{\partial}{\partial x} T_2(+0, t) \end{aligned} \quad (3)$$

и постоянства температуры при $x \rightarrow \pm\infty$.

Пренебрегая изменением теплофизических параметров λ_i , ρ_i , c_i внутри фазы, можно решить систему (1)—(3) с помощью интегральных преобразований Фурье и Лапласа. Общее выражение для изменения температуры поверхности $T_s(t)$ при произвольном начальном распределении температуры получено в [8]. В случае распределения (1)

$$T_s(t) = T_{s\infty} + \gamma_1 (T_s^0 - T_{1\infty}) F(\sqrt{t/t_1}) - \gamma_2 (T_{2\infty} - T_s^0) F(\sqrt{t/t_2}), \quad (4)$$

где $\gamma_i = (\lambda_i \rho_i c_i)^{1/2} / [(\lambda_1 \rho_1 c_1)^{1/2} + (\lambda_2 \rho_2 c_2)^{1/2}]$, $i = 1, 2$;

$$T_{s\infty} = \gamma_1 T_{1\infty} + \gamma_2 T_{2\infty}; \quad (5)$$

$$F(y) = \left(1 - \frac{2}{V\pi} \int_0^y \exp(-z^2) dz \right) \exp(y^2).$$

Параметры γ_1 и γ_2 характеризуют относительный вклад каждой фазы в процесс теплопередачи. При небольших давлениях газа (~ 1 атм) $\gamma_2 \ll 1$, $\gamma_1 = 1 - \gamma_2 \simeq 1$ и вклад газовой фазы мал (изменение T_s зависит только от теплового состояния к-фазы)

$$T_s(t) \cong T_{1\infty} + (T_s^0 - T_{1\infty}) F(\sqrt{t/t_1}). \quad (6)$$

Температура $T_{s\infty}$ (5) — предельное значение температуры поверхности при $t \rightarrow \infty$, когда «забываются» начальные распределения $T_1(x, 0)$ и $T_2(x, 0)$. Это значение устанавливается тем быстрее, чем меньше времени тепловой релаксации i_1 и t_2 . В пределе $t_1 \rightarrow 0$ ($l_1 \rightarrow 0$) и $t_2 \rightarrow 0$ ($l_2 \rightarrow 0$), соответствующем равномерно прогретым фазам, температура поверхности в каждый момент времени $t > 0$ ($F(\infty) = 0$) равна $T_{s\infty}$ [9].

В общем случае время достижения $T_{s\infty}$ определяется максимальным из времен t_1 и t_2 . Обычно при давлениях ~ 10 атм $t_2 \ll t_1$, поэтому изменение температуры поверхности при $t \gg t_2$ ($F(\sqrt{t/t_2}) \cong 0$) определяется выражением

$$T_s(t) = T_{s\infty} + \gamma_1 (T_s^0 - T_{1\infty}) F(\sqrt{t/t_1}). \quad (7)$$

Следует отметить относительно медленное падение температуры поверхности. Это связано с медленным изменением функции $F(y) = F(\sqrt{t/t_1})$:

y	0	0,2	0,4	0,8	1,2	1,6
F	0,00	0,81	0,67	0,49	0,38	0,31
y	2,0	2,5	3,0	4,0	5,0	∞
F	0,26	0,21	0,18	0,14	0,11	0,00

Значения $F(y)$ становятся близкими к предельному $F(\infty) = 0$ лишь начиная с $y = 5,5$ ($F(5,5) \cong 0,01$), что соответствует времени $t \cong 30t_1$.

Изменение температуры в других точках системы связано с температурой поверхности и начальным распределением интегральным соотношением [10], которое для газовой фазы имеет вид

$$T_2(x, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\kappa_2 t}} \int_0^\infty T_2(x', 0) \left[\exp\left(\frac{(x-x')^2}{-4\kappa_2 t}\right) - \exp\left(\frac{(x+x')^2}{-4\kappa_2 t}\right) \right] dx' + \frac{x}{2\sqrt{\pi}} \int_0^t T_s(i-i') \exp\left(-\frac{x^2}{4\kappa_2 t'}\right) \frac{dt'}{t' \sqrt{\kappa_2 t'}}. \quad (8)$$

Отношение для температуры в к-фазе получается из (8) заменой x на $-x$ и индекса 2 на 1. Подставив в (8) выражения для $T_2(x, 0)$ (1) и $T_s(t)$ (4), получим после вычисления интегралов распределение температуры в газовой фазе

$$T_2(\xi, \tau) = T_{2\infty} - \exp(\xi^2/4\tau) \left\{ (T_{2\infty} - T_{s\infty}) F(\xi/2\sqrt{\tau}) + \frac{1}{2} (T_s^0 - T_{1\infty}) \times \right. \\ \times \left[F\left(\sqrt{\tau} - \frac{\xi}{2\sqrt{\tau}}\right) - F\left(\sqrt{\tau} + \frac{\xi}{2\sqrt{\tau}}\right) \right] - \gamma_1 (T_s^0 - T_{1\infty}) F(\sqrt{t_2\tau/t_1} + \\ \left. + \xi/2\sqrt{\tau}) + \gamma_2 (T_{2\infty} - T_s^0) F(\sqrt{\tau} + \xi/2\sqrt{\tau}) \right\}, \quad (9)$$

где введены безразмерные переменные $\xi = x/l_2$, $\tau = t/t_2$.

С помощью (9) найдем поток тепла $q_s(t)$, поступающий через поверхность $x = 0$ из газовой в ж-фазу

$$q_s(t) = \lambda_2 T'_x(0, t) = \gamma_2 \frac{\lambda_1 (T_s^0 - T_{1\infty})}{l_1} F(\sqrt{t/t_1}) + \gamma_1 \lambda_2 (T_{2\infty} - T_s^0) l_2^{-1} F(\sqrt{t/t_2}). \quad (10)$$

При $p \sim 1$ атм ($\gamma_2 \ll 1$) выражение для $q_s(t)$ упрощается

$$q_s(t) \cong \lambda_2 (T_{2\infty} - T_s^0) l_2^{-1} F(\sqrt{t/t_2}). \quad (11)$$

Как видно из (11), поток тепла из газа при $t \gg t_2$ значительно ослабевает. При больших давлениях, когда γ_2 сопоставимо с γ_1 , поток тепла становится малым лишь в случае $t \gg t_1$ (10).

Используя разложение

$$F(y + \Delta) \cong F(y) + \left(2yF(y) - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\right)\Delta, \quad \Delta \ll 1$$

и асимптотику $F(y) \cong \pi^{-1/2} y^{-1}$ при $y \gg 1$ [11], из (9) найдем асимптотики изменения температуры газа для малых и больших времен. При $t \ll t_2$ ($\sqrt{t} \ll 1$, $\xi \sim 1$)

$$T_2(\xi, \tau) = T_{2\infty} - (T_{2\infty} - T_s^0) \exp(\tau - \xi).$$

В случае $t \gg t_1$ ($\tau \gg t_1/t_2$ и $\xi \sim 1$)

$$T_2(x, t) = T_{s\infty} + \pi^{-1/2} \gamma_1 (T_s^0 - T_{1\infty}) (t/t_1)^{-1/2}. \quad (12)$$

Для $t_2 \ll t < t_1$ и $x \sim l_2$ ($1 \ll \tau$, $\tau \sim i_1/i_2$ и $\xi \sim 1$) справедлива промежуточная асимптотика

$$T_2(x, t) = T_2(0, t) + [\gamma_1 (T_{2\infty} - T_s^0) F(\sqrt{t/t_2}) + \gamma_2 (T_s^0 - T_{1\infty}) \sqrt{t_2/t_1} F(\sqrt{t/t_1})] \frac{x}{l_2}. \quad (13)$$

Согласно (13), распределение температур в точках газовой фазы, отстоящих от поверхности на расстояниях $x \sim l_2$, за времена $t \gg t_2$ становится линейным, соответствующим градиенту температуры у поверхности $x = 0$ (10). При этом температура всех точек стремится к температуре поверхности (4).

2. Экспериментальная проверка полученных теоретических результатов проводилась на системе эбонит — продукты горения пороха Н, моделирующей остывание пороха после погасания. К цилиндрическому образцу эбонита диаметром и высотой 10 мм приклеивался образец пороха Н тех же размеров. Вся система бронировалась по боковой поверхности. После сгорания пороховой навески в эбоните и продуктах сгорания создавалось начальное распределение температуры, близкое к распределению при стационарном горении пороха. Параметры стационарного распределения и теплофизические характеристики брались из [4].

Для измерения температуры использовалась микротермопарная методика [12]. Регистрирующие термопары заделывались в месте склейки образцов, на расстояниях 0—1 мм от поверхности эбонита. Расположение термопар в газовой фазе контролировалось с помощью микроскопа МБИ-6 после регистрации процесса остывания. Косвенно о расположении термопар можно судить, сравнивая показания максимальной температуры в данной точке с известным стационарным распределением $T_2(x, 0)$.

Опыты проводились при $p = 10$ и 40 атм, и $T_{1\infty} = 20^\circ\text{C}$. Значения параметров начального распределения и теплофизических характеристик газа при давлении 10 атм [4]: $T_s^0 = 300^\circ\text{C}$, $T_{2\infty} = 1100^\circ\text{C}$, $l_1 = 60$ мкм,

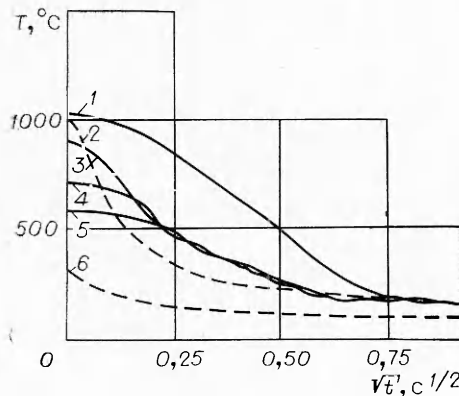


Рис. 1. Изменение температур в газе при давлении 10 атм.
1 — $x=350 \pm 100$ мкм; 2 — $x=2l_2$; 3 — $x=150 \pm 50$ мкм; 4, 5 — $x=100 \pm 30$ мкм; 6 — $x=0$.

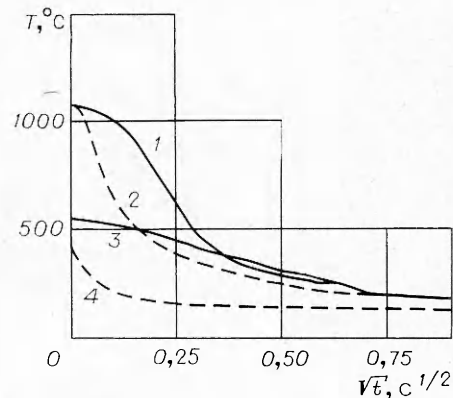


Рис. 2. Изменение температур в газе при давлении 40 атм.
1 — $x=300 \pm 100$ мкм; 2 — $x=2l_2$; 3 — $x=40 \pm 20$ мкм; 4 — $x=0$.

$l_2 = 200$ мкм, $\lambda_2 = 2,3 \cdot 10^{-4}$ кал/(см $\cdot$ с $\cdot$ град), $\rho_2 = 3,2 \cdot 10^{-3}$ г/см³, $c_2 = 0,35$ кал/(г $\cdot$ град), $\gamma_1 = 0,96$, $\gamma_2 = 0,04$, $t_1 = 36 \cdot 10^{-3}$ с, $t_2 = 2 \cdot 10^{-3}$ с, $T_{s\infty} = 62^\circ\text{C}$; при $p = 40$ атм: $T_s^0 = 400^\circ\text{C}$, $T_{2\infty} = 1200^\circ\text{C}$, $T_{s\infty} = 108^\circ\text{C}$, $l_1 = 28$ мкм, $l_2 = 100$ мкм, $t_1 = 8 \cdot 10^{-3}$ с, $t_2 = 2 \cdot 10^{-3}$ с, $\lambda_2 = 2,3 \cdot 10^{-4}$ кал/(см $\cdot$ с $\cdot$ град), $\rho = 12,9 \cdot 10^{-3}$ г/см³, $c = 0,35$ кал/(г $\cdot$ град), $\gamma_1 = 0,93$, $\gamma_2 = 0,07$.

На рис. 1 и 2 представлены в качестве примера типичные экспериментальные кривые (сплошные) изменения температуры в газе. Изображены также теоретические кривые (штриховые) изменения температуры поверхности к-фазы и газа на расстоянии $x = 2l_2$, полученные из соотношений (4) и (9). Это расстояние является средним для расположения термопар в проведенных экспериментах. Экспериментальные кривые подтверждают вывод об относительно медленном остывании системы. Время остывания намного превосходит не только характерное время газовой фазы t_2 , но и время тепловой релаксации к-фазы t_1 . Так, например, при 10 атм температура поверхности к-фазы (см. рис. 1, 6) уменьшается в e раз от 300 до 110 $^\circ\text{C}$ за $t \approx 0,3$ с $\approx 9t_1$. При 40 атм падение температуры поверхности в e раз от 400 до 150 $^\circ\text{C}$ происходит за $t \approx 0,13$ с $\approx 16t_1$. Температура в газе на различном удалении от поверхности к-фазы с течением времени выравнивается и стремится к температуре поверхности. Довольно продолжительное время ($\sim 0,5$ с) температура газа вблизи поверхности выше 200 $^\circ\text{C}$.

Следует отметить, что экспериментальные кривые спадают несколько медленнее по сравнению с теоретическими особенно на начальной стадии остывания. Такое запаздывание экспериментальных кривых связано с инерционностью термопары. Оценим время тепловой релаксации термопары в покое газе. Пусть в некоторый момент температура газа мгновенно уменьшилась от T_n до $T_k = T_n - \Delta T^0$ (до этого термопара и газ находились в тепловом равновесии). Избыточное тепло термопары с течением времени распределяется в прилегающих слоях газа на расстоянии R , зависящем от температуропроводности газа $\kappa_2 = \lambda_2 / \rho_2 c_2$, $R \approx \sqrt{\kappa_2 t}$. Из закона сохранения энергии получаем оценку величины температуры термопары

$$T_r(t) = T_k + \Delta T^0 (1 + \pi \lambda_2 t / \rho_r c_r S)^{-1}, \quad (14)$$

где S — площадь поперечного сечения проволоочной термопары.

Из (14) получаем выражение для характерного времени тепловой релаксации термопары $t_r = \rho_r c_r S / \pi \lambda_2$, за такое время первоначальное

расхождение температур уменьшается вдвое. Для используемых в экспериментах вольфрам-рениевых термопар ($\rho_r c_r = 0,64$ кал/(см³·град), $S = 7,1 \cdot 10^{-6}$ см²) получаем $t_r = 6,3 \cdot 10^{-3}$ с. Это больше характерного времени тепловой релаксации газа t_2 , определяющего скорость изменения температуры газа на начальной стадии остывания (9). Однако $t_r < t_1$ (t_1 определяет спад температуры газа на больших временах (12)), поэтому в начале остывания показания термопары отстают от температуры газа, но в дальнейшем при $t \gg t_r$ $T_r = T_2$. Более медленное остывание газа в эксперименте может быть также связано с влиянием углеродистых остатков на внутренней поверхности бронирования.

Полученная картина замедленного остывания системы к-фаза — газ указывает на возможность способствования протеканию остаточных химических реакций на поверхности к-фазы топлива при погасании и возникновению вторичного воспламенения по механизму, развитому в [1].

Авторы благодарят А. Г. Истратова и В. Н. Маршакова за обсуждение результатов работы.

Поступила в редакцию
8 / V 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Г. Ассовский, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. Докл. АН СССР, 1978, 239, 3.
2. В. Н. Маршаков, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1969, 5, 3.
3. C. L. Merkle, S. L. Turk, M. Summerfield. Aerospace and Mech. Sci. Rep., N 880, Princeton Univ., Princeton, N. Y., 1969.
4. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М., Наука, 1975.
5. Таблицы физических величин. Справочник. М., Атомиздат, 1976.
6. А. А. Зенин, О. И. Лейпунский, В. М. Пучков. ФГВ, 1978, 14, 3.
7. И. Г. Ассовский, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1980, 16, 1.
8. И. Г. Ассовский. Докл. АН СССР, 1980, 253, 1.
9. Ф. Франк, Р. Мизес. Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики. М.—Л., ОНТИ, 1937.
10. А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. Уравнения математической физики. М., Наука, 1966.
11. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., Наука, 1964.
12. А. А. Зенин. Канд. дис. М., ИХФ АН СССР, 1962.

РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКИХ ИНЕРТНЫХ И ХИМИЧЕСКИ РЕАГИРУЮЩИХ ЖИДКОСТЕЙ В ДЛИННЫХ ТРУБАХ С ОБОГРЕВАЕМЫМ (ОХЛАЖДАЕМЫМ) НАЧАЛЬНЫМ УЧАСТКОМ

А. М. Гришин, В. Б. Немировский
(Томск)

Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении инертных газов и жидкостей в круглой трубе исследованы в работах [1—3], где обосновано использование уравнений типа пограничного слоя для анализа течений в трубах. Режимы течения и теплообмена в случае течения весьма вязких химически реагирующих жидкостей исследованы численно в [4] при однородных граничных условиях для температуры стенки трубы.

Настоящая работа развивает исследования, выполненные в работе [4], на случай разрыва граничных условий для температуры на стенке трубы.