

Аэрокосмический научный журнал

Сетевое научное издание
МГТУ им. Н.Э. Баумана
<http://aerospjournal.ru>

Ссылка на статью:

// Аэрокосмический научный журнал.
МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2016.
№ 05. С. 1–15.
DOI: **10.7463/aersp.0516.0849886**

Представлена в редакцию: 07.08.2016
Исправлена: 21.08.2016

© МГТУ им. Н.Э. Баумана

УДК 662.215.12

Оценка тепловых потерь на фронте детонационной волны при движении вдоль металлической пористой поверхности

Головастов С. В.^{1,2,*}, Самойлова А. А.¹,
Александрова Д. М.¹

*golovastov@yandex.ru

¹МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

²Объединенный институт высоких температур РАН,
Москва, Россия

Предлагается численный экспресс-метод оценки тепловых потерь в узком пограничном слое канала, вдоль которого распространяется фронт детонационной волны. Рассматривается канал с твердыми стенками, внутренняя поверхность которого покрыта пористым узким слоем. Слой состоит из металлической «шерсти» (далее – шерсть), представляющей собой слой сплетенных металлических волокон. Оценивается величина тепловых потерь, обусловленных передачей тепла от горячих продуктов горения в пористое покрытие. Расчет теплового потока проводился численно с использованием явной схемы в осесимметричной постановке. При этом рассматривалось отдельное изолированное железное волокно, имеющее диаметр 30 мкм. На основе сравнения с общими тепловыми потерями, оцененными по траектории движения горячих продуктов, определен эффективный теплопроводящий слой металлической пористой поверхности.

Ключевые слова: горение, теплоотвод, газодинамические потери, пористое покрытие

1. Введение

Одной из важных задач обеспечения безопасности является задача предотвращения взрыва газовых смесей или снижения разрушительных последствий такого взрыва. Часто наибольшую разрушительную опасность представляет не медленное выгорание газового облака, а детонационное горение или детонационноподобное с резким повышением давления на несколько атмосфер или десятков атмосфер. Процесс ускорения пламени и переход медленного горения в детонационное подробно представлен как в отечественной литературе, так и зарубежной [1,2]. Геометрические масштабы, при которых возможно возникновение детонации, определяются размерностью системы: одномерные – трубки, каналы, патрубки; двумерные – пристеночные зазоры, надпольное и подпотолочное про-

странства; трехмерные – открытые помещения. Для каждого из указанных случаев возможно довольно точно определить критическую энергию возникновения детонации, либо оценить расстояние, на котором регистрируется детонационное горение [3-5]. Как правило, наименьшее расстояние регистрируется в одномерных системах и составляет порядка $\sim 10^1$ до $\sim 10^2$ поперечных размеров. Значительное количество современных исследований сопровождается численным моделированием [6,7].

Основной особенностью фронта сформированной детонационной волны является то, что фронт представляет собой ячеистую структуру. Каждая из ячеек формируется поперечными ударными волнами, распространяющимися вдоль поверхности фронта и отражающимися от жестких границ канала. Взаимодействие отражающихся таким образом поперечных волн между собой и с многочисленными очагами воспламенения формирует динамическую ячеистую структуру [8]. Размер ячеек варьируется в широком диапазоне и зависит от типа горючего/окислителя, концентрации и давления. Так например, наименьший размер ячейки $\sim 0,1$ мм регистрируется для ацетилено-кислородной смеси, а наибольший ~ 30 см для метано-воздушной.

Сведения о том, что фронт детонационной волны представляет собой структуру из волн, движение которых определяет отражение от границ канала, дают возможность управлять затуханием и распадом детонационной волны вплоть до формирования медленного горения. Использование ударнопоглощающих или теплопоглощающих покрытий позволит исключить возможность отражения поперечной волны, что в свою очередь, исключит появление очередного очага воспламенения на комплексном фронте детонации. Так как интенсивность поперечных возмущений на фронте детонации незначительно превышает интенсивность звуковых возмущений, а скорость таких волн близка к звуковой, то для эффективного погашения детонации достаточно использовать звукопоглощающие или теплопоглощающие элементы. Так в работе [9] было показано, что наибольшее снижение интенсивности детонационной волны достигается на расстоянии $2D$, где D – поперечный размер канала. Это расстояние обусловлено тем, что на данной длине поперечное возмущение однажды провзаимодействуя с боковой стенкой, ослабнет и не приведет к формированию нового очага воспламенения.

При наличии пористости подавление детонации осуществляется за счет теплоотвода и за счет поперечного смещения массы нагретых продуктов горения внутрь пористого слоя. Поперечное смещение продуктов сгорания приводит к дополнительному снижению скорости толкающего газа и к ослаблению интенсивности детонационной волны. Для того, чтобы смещением массы можно было пренебречь, рассматривался узкий слой пористого покрытия. **Целью** данной работы было определение тепловых потерь, к которым приводит использование металлического волокнистого покрытия, а также определение эффективного теплопроводящего слоя металлической пористой поверхности.

2. Постановка задачи

Для определения тепловых потерь, уходящих на нагрев металлического волокнистого покрытия, решалась задача о нагреве бесконечно длинного осесимметричного волокна. Набор таких волокон составляет пористое покрытие. Нагрев такого единичного волокна осуществлялся с помощью детонационной волны в канале постоянного прямоугольного сечения, участок которого представлен на рис. 1. Две противоположных стенки канала покрывались слоем металлической шерсти. Поперечный размер волокна (диаметр) равнялся примерно 30 мкм. Использовалась стальная вата для полировки ОО Super Fine. Плотность материала считалась равной $\rho = 7870 \text{ кг/м}^3$. Пористость, т.е. отношение незаполненного объема к полному объему, равнялась 0.998.

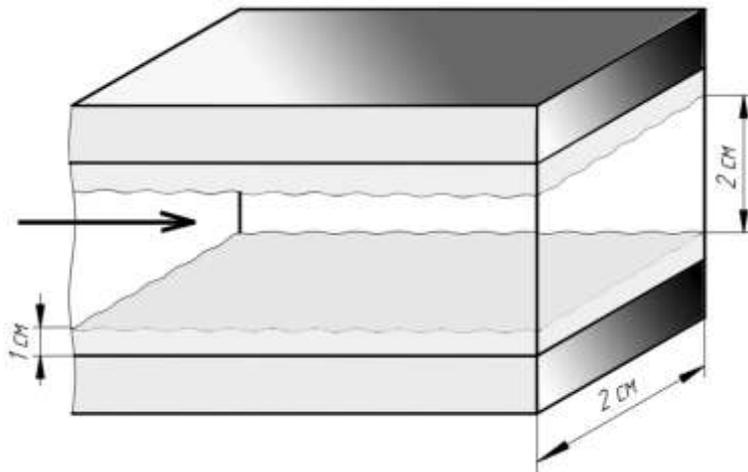


Рис. 1. Участок детонационной трубки прямоугольного сечения с расположенным снизу и сверху пористым покрытием

Нагрев волокон происходит за счет контакта сдвигающимися вдоль поверхности пористого слоя детонационных продуктов сгорания. Температура продуктов горения может быть задана на основе данных, представленных в работе [10]. Как было показано, зависимость температуры газа от расстояния до фронта волны может быть задана линейно. В то время, как функция изменения температуры продуктов сгорания от расстояния определяется полиномом второй степени. На рис. 2 представлены зависимости скорости потока и температуры в фиксированной точке на боковой поверхности жесткого канала от времени. Приведено значение абсолютной величины скорости потока.

Температура торможения потока может быть рассчитана по формулам газовой динамики через соотношение (1):

$$T_R = T_1 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right). \quad (1)$$

Из работы [11] следует, что существенное влияние продукты сгорания могут оказывать только на временных расстояниях порядка 50 мкс. Поэтому при рассмотрении процесса теплоотвода возможно ограничиться периодом 50 мкс. В этом диапазоне число Ма-

ха потока можно положить равным $\sim 800/1080 = 0.74$. Тогда температура торможения будет равна $\sim 1,11 \cdot 2890 \text{ К} = 3200 \text{ К}$. В наших расчетах можно ограничиться постоянным значением температуры за фронтом реакции в течение периода 50 мкс.

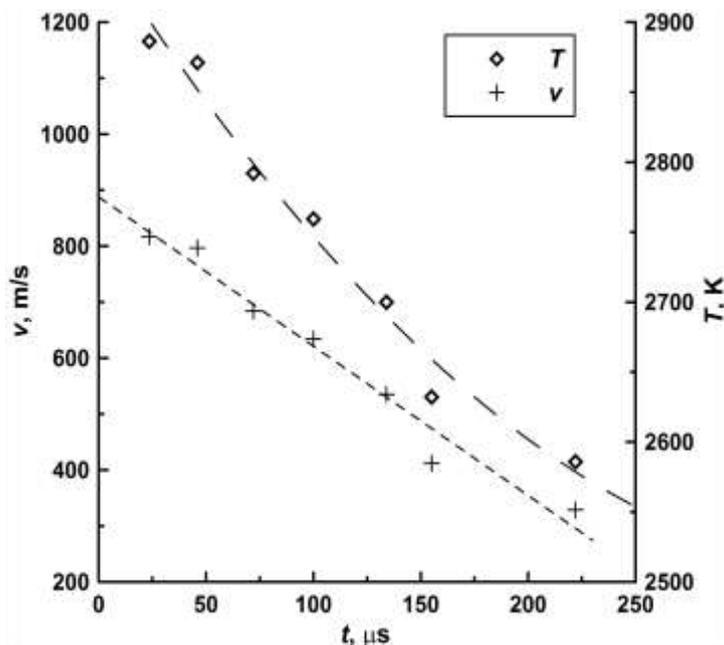


Рис. 2. Зависимости скорости потока (v) и температуры (T) продуктов детонационного горения от времени на боковой поверхности канала в фиксированном месте

При решалась задачи нагрева железного волокна решала осесимметричная задача теплопроводности внутри бесконечно длинного цилиндра при заданных граничной температуре на боковой поверхности (рис. 3). В силу того, что волокна в течение рассматриваемого промежутка времени 50 мкс обдуваются новой порцией свежего газа с фиксированной температурой, охлаждение газа в приграничной области в фиксированной точке боковой стенки не происходит. Таким образом, отвод тепла приводит только к снижению температуры последующих слоев вдоль оси канала.

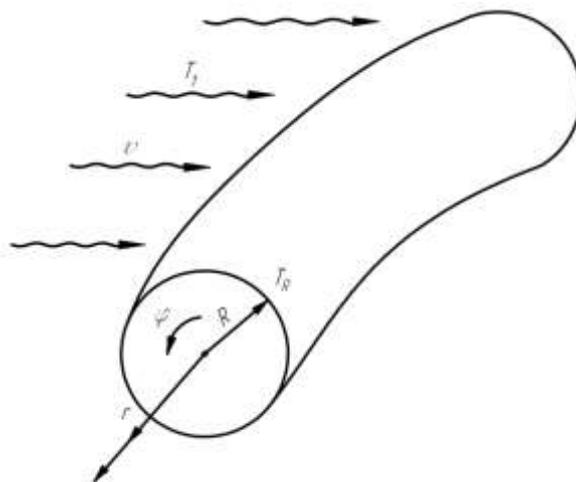


Рис. 3. Единичное металлическое волокно

Граничная температура на внешней боковой стенке волокна задавалась указанным выше образом. Зависимость коэффициента температуропроводности может быть рассчитана по данным, представленным в справочнике [12]. Зависимость теплопроводности и теплоемкости приведены на рис. 4. Зависимость температуропроводности от температуры приведена на рис. 5. При этом в численном расчете зависимость температуропроводности от температуры может быть аппроксимирована функцией вида (2):

$$\alpha \left[\frac{m^2}{s} \right] = 8 \cdot 10^{-5} \frac{(T + 600)^6}{T^{5.1}}. \quad (2)$$

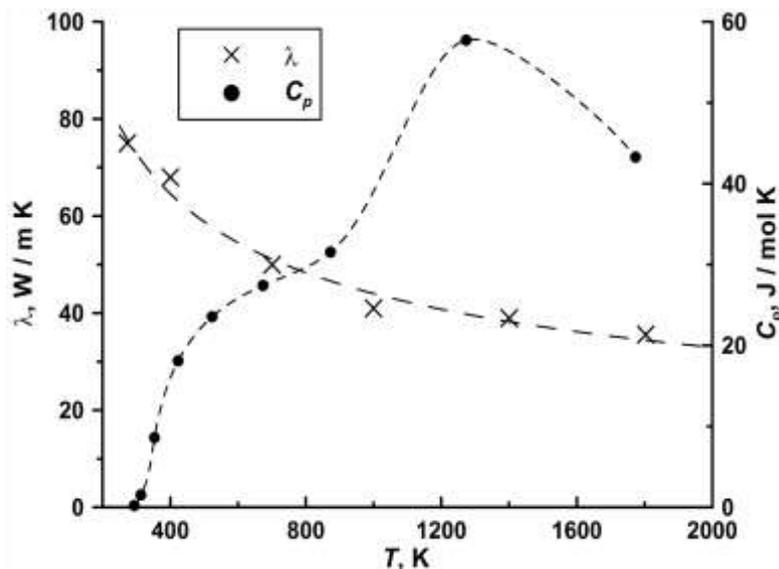


Рис. 4. Зависимость теплопроводности λ и теплоемкости C_p от температуры

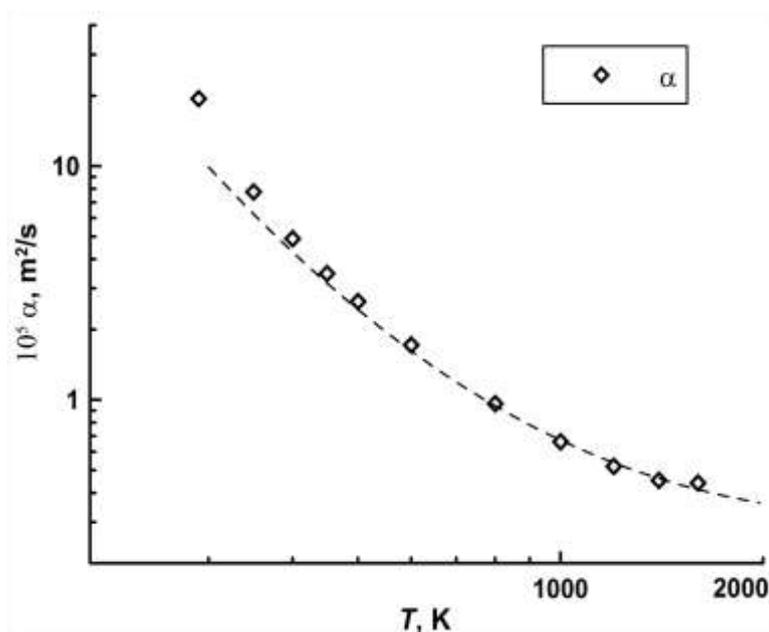


Рис. 5. Зависимость температуропроводности α от температуры

3. Расчетная схема. Сходимость

Наиболее подробно численные методы процессов теплопереноса, в том числе, в двумерных системах или применительно к потокам, могут быть найдены в работах [13-15].

Задача о нагреве бесконечно длинного осесимметричного цилиндра в двумерной цилиндрической постановке выглядела следующим образом:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \Delta_{r,\varphi} T = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} \right), \quad (3)$$

с начальным условием

$$T(r, \varphi, 0) = T_0 \quad (4)$$

и граничным условием

$$T(R, \varphi, t) = T_R, \quad (5)$$

где R – радиус цилиндра. Начальная температура внутри цилиндра равнялась 300 К.

Считалось, что на рассматриваемых временах процессами плавления и окисления можно пренебречь. А коэффициенты температуропроводности рассчитывались для твердого состояния металлического цилиндра. Это приближение носит грубый характер. При этом временные оценки переноса звуковых возмущений внутри волокна могут быть легко получены в одномерном приближении. Такие времена составляют порядка 10^{-8} с. Однако, микроскопические измерения с использованием рентгеновского анализа показывают тепловую и химическую инертность металлического волокна для быстропротекающего фронта детонации. Волокно претерпевает изменения только под действием медленного горения в течение 1 мс. При этом наблюдается окисление верхнего слоя на глубину $\sim 30\%$.

В том случае, когда рассматривается не одно волокно, а слой конечной толщины, состоящий из многих волокон, изменением температуры относительно угла φ можно пренебречь, полагая:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} \approx 0. \quad (6)$$

Таким образом, уравнение (3) приводится к виду

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (7)$$

Заменяя частные производные конечными разностями, возможно получить формулу для расчета явным способом:

$$\frac{T_i^{t+1} - T_i^t}{\tau} = \alpha \left(\frac{T_{i-1}^t - 2T_i^t + T_{i+1}^t}{h^2} + \frac{1}{r} \frac{T_{i+1}^t - T_{i-1}^t}{h} \right), \quad (8)$$

где нижний индекс i обозначает пространственную координату, верхний индекс t обозначает временную координату, τ – временной шаг по времени, а h – пространственный шаг. Используемая таким образом явная четырехточечная схема представлена на рис. 6. Код программы написан на языке «С». Шаг по пространству (по радиусу) задавался равным $h=r/79=0.1875$ мкм.

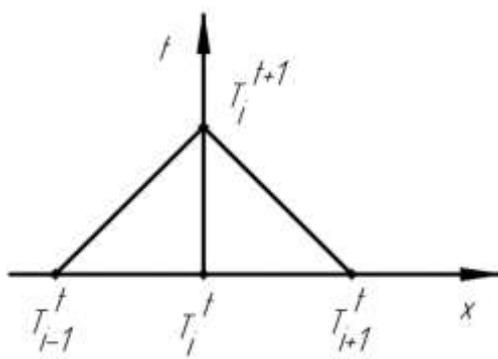


Рис. 6. Явная четырехточечная схема

Исследования на сходимость по пространству представлена на рис. 7 для момента времени 2 мкс. Как видно, метод обеспечивает сходимость для всего выбранного диапазона пространственного шага. При указанном шаге по пространству и переменном коэффициенте температуропроводности максимальный шаг по времени, обеспечивающий сходимость, не должен превышать 0.001 мкс.

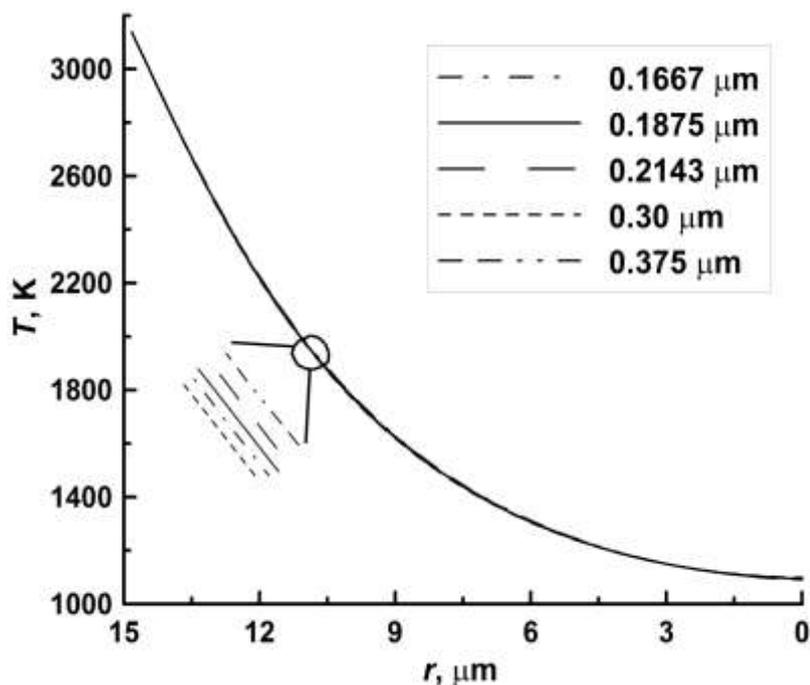


Рис. 7. Исследование на сходимость по пространственному шагу

Количество поглощенного тепла в единицу расчетного времени на единицу объема в фиксированной точке внутри цилиндра может быть оценено по формуле:

$$\Delta q = C_p(T)\Delta T. \quad (9)$$

Полная энергия за время t рассчитывается по длине участка волокна равной $l = 100$ мм. Это расстояние, которое пройдет фронт реакции за 50 мкс (как было отмечено выше). В цилиндрическом слое толщиной $h = 0.1875$ мкм количество поглощенной энергии равно:

$$\Delta Q(T) = \Delta q \cdot 2\pi r \cdot h \cdot \rho \cdot l. \quad (10)$$

Полная энергия находится суммированием по цилиндрическим слоям.

4. Результаты расчетов

На рис. 8 *слева* представлены результаты расчетов распределения температуры внутри железного волокна и количество отведенного тепла. Рисунок показывает, что практически полное прогревание цилиндра происходит в течение 10 мкс.

Также, на рисунке 8 представлены полученные результаты поглощенной энергии в трубке длиной 100 мм и в случае пористого покрытия, который образован однократным слоем цилиндрических волокон.

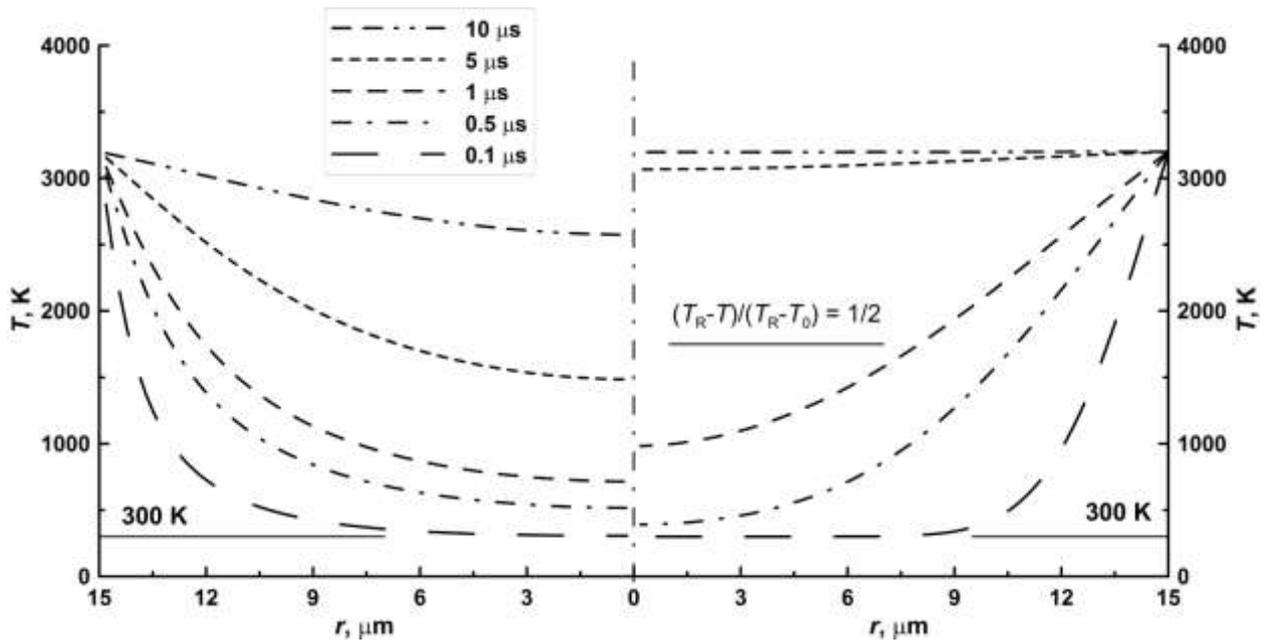


Рис. 8. Распределение температуры внутри цилиндрического волокна для коэффициента температуропроводности, зависящего от температуры (*слева*) и постоянного значения $2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ (*справа*)

5. Достоверность результатов

Для подтверждения достоверности получаемых результатов достаточно провести теоретический расчет изменения температуры на оси бесконечно длинного железного цилиндра от времени при постоянной температуре T_R на поверхности цилиндра. Специально для этого был проведен дополнительный расчет с постоянным коэффициентом температуропроводности, не зависящим от температуры и равным среднему значению $2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ (рис. 8, *справа*). В двумерной цилиндрической постановке заменой $T' = T - T_R$ задача теплопроводности (3) может быть записана в виде:

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T'}{\partial r} \right), \quad (11)$$

$$T'(r, \varphi, 0) = T_0 - T_R, \quad (12)$$

$$T'(R, \varphi, t) = 0. \quad (13)$$

Решение подобной задачи об остывании цилиндра приведено в [16] и может быть записано в виде:

$$T'(r, t) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m J_0\left(\frac{\mu_m^{(0)}}{R} r\right) e^{-\alpha\left(\frac{\mu_m^{(0)}}{R}\right)^2 t} \quad (14)$$

Здесь в (12) $J_0(\mu_m^{(0)} r/R)$ - функция Бесселя нулевого порядка, а $\mu_m^{(0)}$ - m-й корень уравнения $J_0(\mu) = 0$, а коэффициенты C_m рассчитываются по формуле

$$C_m = \frac{2 \int_0^R T' J_0\left(\frac{\mu_m^{(0)}}{R} r\right) r dr}{r_0^2 [J_1(\mu_m^{(0)})]^2} = \frac{2(T_0 - T_R)}{\mu_m^{(0)} J_1(\mu_m^{(0)})}, \quad (15)$$

где $\alpha J_0(\alpha) = [\alpha J_1(\alpha)]'$ - в силу рекуррентных свойств функций Бесселя.

Несложно показать, что ряд (14) сходится быстро, и при больших t

$$T'(r, t) \approx \frac{2(T_0 - T_R)}{\mu_1^{(0)} J_1(\mu_1^{(0)})} J_0\left(\frac{\mu_1^{(0)}}{R} r\right) e^{-\alpha\left(\frac{\mu_1^{(0)}}{R}\right)^2 t} \quad (16)$$

Считая известным $\mu_1^{(0)} \approx 2.4048$, $J_0(\mu_1^{(0)}) \approx 0.5191$, получаем на оси

$$\frac{T'(r=0, t)}{T_0 - T_R} \approx \frac{2}{2.4048 \cdot 0.5191} e^{-\alpha \frac{2.4048^2}{R^2} t} = 1.60 e^{-\frac{5.78\alpha}{R^2} t}. \quad (17)$$

При $T_0=300\text{K}$, $R=15\text{мкм}$ и $\alpha=2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ имеем на оси

$$\frac{T'_R - T}{T_R - T_0} \approx 1.6 e^{-0.514t[\text{мкс}]} \quad (18)$$

Таким образом, снижение разницы температур вдвое должно произойти через $\sim 2,3$ мкс после начала нагрева. Численный расчет с постоянным значением коэффициента теплопроводности, представленный на рис. 8 *справа*, находится в удовлетворительном соответствии с теоретическими данными. Это подтверждает достоверность полученных и обсуждаемых ниже результатов.

6. Обсуждение полученных данных

Для оценки эффективной толщины теплопроводящего пористого слоя используются экспериментальные результаты видеорегистрации движения светящегося фронта детонации и продуктов горения вдоль детонационной трубки квадратного сечения в той же геометрической постановке, которая описана в гл. 2. На рис. 9 представлены негативы фронта детонационной волны с последующим затуханием и снижением скорости движения. Схема экспериментальной установки с системой видеорегистрации описана в работе [10]. Полная длина прозрачной секции равнялась 500 мм. Для наблюдения за фронтом детонационной волны использовалась скоростная видеокамера Видеоспринт. Частота между

кадрами равнялась 10 000 к/с, экспозиция 1 мкс, разрешение 1280*100 пикселей. Из рис. 9 видно, что замедление фронта пламени происходит, в среднем, на 22% каждые последующие 50 мкс.

Связь между скоростью фронта детонации и количеством выделившейся энергии может быть найдена в [17]:

$$v = \sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q} \sim \sqrt{Q}. \quad (19)$$

Откуда:

$$\frac{dv}{v} \approx \frac{1}{\sqrt{Q}} \cdot \frac{dQ}{2\sqrt{Q}} = \frac{dQ}{2Q}. \quad (20)$$

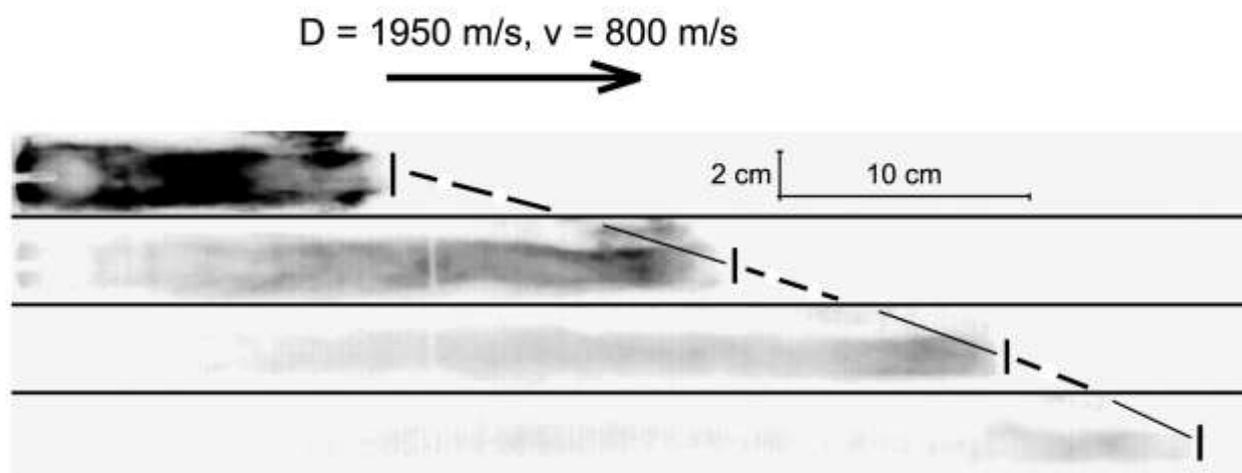


Рис. 9. Фронт детонации и светящиеся продукты горения. Негатив. Временной интервал между кадрами 50 мкс

Количество теплоты, выделившееся в результате сгорания водорода в рассматриваемом объеме детонационной трубки длиной $l = 100$ мм, равно 75 Дж для стехиометрической водородно-воздушной смеси. В соответствии с выражением (20), доля потерь энергии будет составлять $2 \cdot 22\% = 44\%$. Это, однако, не означает, что реальные потери энергии будут составлять 44%. Дело в том, что поток, в котором происходит сгорание водорода, движется со скоростью порядка 900 м/с. По данным, представленным в работе [10], можно оценить кинетическую энергию потока, заключенного в объеме трубки длиной $l = 100$ мм, и которая будет равна 21.6 Дж. Потери кинетической энергии будут сопровождаться поперечным сдвигом сжатого газа внутрь пористого покрытия. Однако, в начале работы мы положили толщину пористого покрытия существенно малой для того, чтобы учитывать поперечный сдвиг массы.

Абсолютное значение тепловых потерь на начальном этапе окажется равным 33 Дж. За время ~ 10 мкс в одиночное металлическое волокно длиной 100 мм перейдет энергия, равная 0.12 Дж, как это следует из выражения (10). Таким образом, для поглощения данной энергии необходимо около $33/0.12 = 275$ волокон. Исходя из значений пористости

0.998 несложно определить количество волокон по периметру поперечного сечения канала. Несложные расчеты показывают, что на одно волокно диаметром 30 мкм приходится 240 мкм пустого пространства. На поверхности с поперечным размером 40 мм приходится около 166 волокон. Таким образом, на поглощение указанной энергии необходимо использование слоя пористого покрытия $240 \text{ мкм} * 1.7 = 0.4 \text{ мм}$. Это означает, что эффективная толщина теплопроводного слоя пористого материала окажется равной 0.4 мм. Это означает, что при использовании более толстых слоев металлической ваты необходимо принимать во внимание поперечный сдвиг массы прореагировавших газов. Это приведет к более интенсивному замедлению фронта реакции и ослаблению интенсивности детонационной волны.

Заключение

На основании полученных результатов можно сделать следующие заключения:

Предложен численный экспресс-метод оценки тепловых потерь в узком пограничном слое канала, вдоль которого распространяется фронт детонационной волны. Пренебрегая поперечным смещением массы горячих продуктов горения возможно оценить эффективную толщину пористого слоя, при которой будет наблюдаться затухание детонационной волны. Указанная толщина оказывается порядка 0.4 мм при степени пористости покрытия 0.998.

Расчет с использованием явной схемы может дать удовлетворительные значения, находящиеся в соответствии с теоретическим значением температуры. Полный прогрев металлических волокон происходит на временах порядка 10 мкс. Это время оказывается сравнимым и даже меньше длительности воздействия горячих продуктов на пористое покрытие.

Благодарность

Работа проведена при поддержке Президиума РАН, № 31-2016 «Горение в взрыв».

Список литературы

1. Nettleton M. A. Recent work on gaseous detonations // Shock Waves. 2002. Vol. 12. Iss. 1. Pp. 3-12. DOI: [10.1007/s001930200134](https://doi.org/10.1007/s001930200134)
2. Щелкин К. И. Два случая нестационарного горения // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1959. Т. 36. Вып. 2. С. 600-609.
3. Васильев А. А., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю. Критическая энергия инициирования многофронтной детонации // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15. №. 6. С. 94-104.
4. Bull D. C., Elsworth J. E., Hooper G. Initiation of spherical detonation in hydrocarbon/air mixtures // Acta Astronautica. 1978. Vol. 5. Iss. 11-12. Pp. 997-1008. DOI: [10.1016/0094-5765\(78\)90005-X](https://doi.org/10.1016/0094-5765(78)90005-X)

5. Lee J. H., Matsui H. A comparison of the critical energies for direct initiation of spherical detonations in acetylene-oxygen mixtures // *Combustion and Flame*. 1977. Vol. 28. Pp. 61-66. DOI: [10.1016/0010-2180\(77\)90008-6](https://doi.org/10.1016/0010-2180(77)90008-6)
6. Яковенко И. С. Численное моделирование горения в трехмерных каналах // Молодежный научно-технический вестник. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2013. № 3. С. 31-32. Режим доступа: <http://sntbul.bmstu.ru/doc/560457.html>
7. Смыгалина А. Е. Создание программного модуля для решения задач горения с учетом детальной химической кинетики // Молодежный научно-технический вестник. МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2013. № 4. С. 19-20. Режим доступа: <http://sntbul.bmstu.ru/doc/564391.html>
8. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчийн М. Е. Структура фронта детонации в газах. Новосиб.: Изд-во СО АН СССР, 1963. 167 с.
9. Radulescu M. I., Lee J. H. S. The failure mechanism of gaseous detonations: experiments in porous wall tubes // *Combustion and Flame*. 2002. Vol. 131. Iss. 1-2. Pp. 29-46. DOI: [10.1016/S0010-2180\(02\)00390-5](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(02)00390-5)
10. Микушкин А. Ю., Самойлова А. А., Бивол Г. Ю., Коробов А. Е., Головастов С. В. Метод расчета нестационарного тягового усилия эжекторного насадка пульсирующего реактивного двигателя // Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2016. № 6. С. 130-144. DOI: [10.7463/0616.0842134](https://doi.org/10.7463/0616.0842134)
11. Bivol G. Yu., Golovastov S. V., Golub V. V. Attenuation and recovery of detonation wave after passing through acoustically absorbing section in hydrogen-air mixture at atmospheric pressure // *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*. 2016. Vol. 43. Pp. 311-314. DOI: [10.1016/j.jlp.2016.05.032](https://doi.org/10.1016/j.jlp.2016.05.032)
12. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. акад. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1006 с.
13. Корчагова В. Н. Исследование математической модели теплопроводности для пространственно-нелокальной сплошной среды // Молодежный научно-технический вестник. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2014. С. 13-14. Режим доступа: <http://sntbul.bmstu.ru/doc/727943.html>
14. Кукшинов Н. В., Французов М. С. Численное исследование теплообмена в плоском тракте с вихревыми каналами // Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2014. № 1. С. 325-338. Режим доступа: <http://technomag.bmstu.ru/doc/696278.html>
15. Клюквин А. Д. Анализ влияния зависимости теплофизических свойств воздуха от температуры на точность расчета параметров турбулентных течений при различных видах осреднения уравнений Навье-Стокса // Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2014. № 8. С. 256-267. DOI: [10.7463/0814.0725648](https://doi.org/10.7463/0814.0725648)
16. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. 3-е изд. Москва: Наука. 1966. 724 с.
17. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. 3-е изд. М.: Наука, 1986. 736 с.

Evaluation of Heat Losses Behind the Front of the Detonation Moving Along the Metallic Porous Surface

S.V. Golovastov^{1,2,*}, A.A. Samoilova¹,
D.M. Alexandrova¹

*golovastov@yandex.ru

¹Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

²Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy
of Sciences, Moscow, Russia

Keywords: combustion, heat transfer, gas-dynamic losses, the porous coating

The paper considers a computational technique of the heat flow from the hot products of detonation combustion into the porous coating and estimates the efficiency of the coating layer that results in slowing the flame front down with disregard the transverse displacement of the combustion products weight of a hydrogen-air mixture.

Initial thermodynamic parameters of combustion products on the porous coating surface have been estimated. A drag (stagnation) temperature of flow was determined.

The statement of task was to calculate the heat flow into the long cylindrical metal fiber with radius of 15 μm . The reference values of heat capacity and heat diffusivity were used to estimate a thermal diffusivity in a wide range of temperatures. An approximation of the parameters is given for a wide range of temperatures.

The calculation algorithm using an explicit four-point scheme is presented. The convergence and accuracy of the results were confirmed. The theoretical estimation using cylindrical Bessel functions was made to prove the accuracy of the results.

Total heat loss was estimated using the photos of moving detonation front and hot combustion gases.

Comparison of the total heat loss and the amount of energy absorbed by a single fiber allowed us to find that the porous coating thickness, resulting in attenuation of detonation wave, is efficient.

References

1. Nettleton M. A. Recent work on gaseous detonations. *Shock Waves*, 2002, vol. 12, no. 1, pp. 3-12. DOI: [10.1007/s001930200134](https://doi.org/10.1007/s001930200134)

2. Schelkin K. I. Two cases of unsteady combustion. *Zhurnal eksperimental'noj i teoreticheskoy fiziki* [Journal of Experimental and Theoretical Physics], 1959, vol. 36, no. 2, pp. 600-609 (in Russ.).
3. Vasiliev A. A., Nikolaev Yu. A., Ul'yanitskii V. Yu. Critical energy of initiation of a multifront detonation. *Fizika goreniia i vzryva* [Combustion, Explosion and Shock Waves], 1979, vol. 15, no. 6, pp. 768-775 (In Russ.).
4. Bull D. C., Elsworth J. E., Hooper G. Initiation of spherical detonation in hydrocarbon / air mixtures. *Acta Astronautica*, 1978, vol. 5. iss. 11-12, pp. 997-1008. DOI: [10.1016/0094-5765\(78\)90005-X](https://doi.org/10.1016/0094-5765(78)90005-X)
5. Lee J. H., Matsui H. A comparison of the critical energies for direct initiation of spherical detonations in acetylene-oxygen mixtures. *Combustion and Flame*, 1977, vol. 28, pp. 61-66. DOI: [10.1016/0010-2180\(77\)90008-6](https://doi.org/10.1016/0010-2180(77)90008-6)
6. Yakovenko I. S. Numerical simulation of combustion in three-dimensional channels. *Molodezhnyj nauchno-tehnicheskij vestnik MGTU* [Youth Science and Technology Bulletin of the Bauman MSTU], 2013, no 3, pp. 31-32. Available at: <http://sntbul.bmstu.ru/doc/560457.html>(in Russ.)
7. Smygalina A. E. Creation of software module for solving the burning problems, taking into account the detailed chemical kinetics. *Molodezhnyj nauchno-tehnicheskij vestnik MGTU* [Youth Science and Technology Bulletin of the Bauman MSTU], 2013, no 4, pp. 19-20. Available at: <http://sntbul.bmstu.ru/doc/564391.html> (in Russ.)
8. Wojtsekhovskij B. V., Mitrofanov V. V., Topchiian M. E. *Struktura fronta detonatsii v gazakh* [Structure of the detonation front in gases]. Novosibirsk: Siberian Dep. of the Academy of Sciences of the USSR Publ., 1963. 167 p. (in Russ.).
9. Radulescu M. I., Lee J. H. S. The failure mechanism of gaseous detonations: experiments in porous wall tubes. *Combustion and Flame*, 2002, vol. 131, iss. 1-2, pp. 29-46. DOI: [10.1016/S0010-2180\(02\)00390-5](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(02)00390-5)
10. Mikushkin A. Y., Samojlova A. A., Bivol G. Yu., Korobov A. E., Golovastov S. V. Method of calculation of non-stationary traction ejector nozzle pulsating jet engine. *Nauka i obrazovanie. MGTU* [Science and education of the Bauman MSTU], 2016, no. 6, pp. 130-144. DOI: [10.7463/0616.0842134](https://doi.org/10.7463/0616.0842134) (in Russ.)
11. Bivol G. Yu., Golovastov S. V., Golub V. V. Attenuation and recovery of detonation wave after passing through acoustically absorbing section in hydrogen-air mixture at atmospheric pressure. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 2016, vol. 43, pp. 311-314. DOI: [10.1016/j.jlp.2016.05.032](https://doi.org/10.1016/j.jlp.2016.05.032)
12. *Tablitsi fizicheskikh velichin* [Tables of physical quantities] / Ed. by acad. I.K. Kikoin. Moscow: Atomizdat Publ., 1976. 1008 p. (in Russ.).
13. Korchagova V. N. Investigation of thermal conductivity of a mathematical model for the spatially nonlocal continuum. [Youth Science and Technology Bulletin of the Bauman

- MSTU], 2014, no. 7, pp. 13-14. Available at: <http://sntbul.bmstu.ru/doc/727943.html> (in Russ.)
14. Kukshinov N. V., Frantsuzov M. S. Numerical investigation of heat transfer in a flat tract with vortex channels. *Nauka i obrazovanie MGTU* [Science and education of the Bauman MSTU], 2014, no. 1, pp. 325-338. DOI: [10.7463/0114.0696278](https://doi.org/10.7463/0114.0696278) (in Russ.)
 15. Klyukvin A. D. Analysis of the impact depending on the thermal properties of air temperature on the accuracy of calculation of parameters of turbulent flows in different types of averaging the Navier-Stokes equations. *Nauka i obrazovanie MGTU* [Science and education of the Bauman MSTU], 2014, no. 8, pp. 256-267. DOI: [10.7463/0814.0725648](https://doi.org/10.7463/0814.0725648) (in Russ.)
 16. Tikhonov A. N., Samarskij A. A. *Uravneniia matematicheskoy fiziki* [The equations of mathematical physics]. 3rd ed. Moscow: Nauka Publ., 1966. 724 p. (in Russ.).
 17. Landau L. D., Lifshitz E. M. *Gidrodinamika* [Hydrodynamics]. Moscow: Nauka Publ., 1986. 736 p. (in Russ.).