

М.В. Кашин¹, А.А. Коньков², Ю.А. Поляков¹, С.В. Пузач¹
(¹Академия ГПС МЧС России, ²Московская государственная академия
водного транспорта; e-mail: itg.agps@mail.ru)

РАДИАЦИОННО-КОНДУКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН ПРИ ОТРАЖЕНИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ОТ ТВЁРДОЙ СТЕНКИ

Представлены результаты экспериментального исследования теплообмена газа за отражённой ударной волной. Разработана методика измерения лучистых и полных тепловых потоков ударно нагретого газа с использованием плёночных калориметров. Материал может быть полезен при решении проблем техносферной безопасности.

Ключевые слова: теплообмен, ударная волна, плёночный калориметр.

M.V. Kashin, A.A. Konykov, Y.A. Polyakov, S.V. Puzach
**RADIANT-CONDUCTIVE HEAT TRANSFER AFTER REFLECTION
THE SHOCK WAVE FROM SOLID WALL**

The results of the experimental investigation of heat transfer of gas behind reflection the shock wave are observed. The method of measurement of radiant and total heat flows of shock heated gas using film calorimeter are developed. The material can be helpful in solving the problems of technosphere safety.

Key words: heat transfer, shock wave, film calorimeter.

Статья поступила 12 декабря 2014 г.

Ударные волны, как особый вид области быстрого сжатия с поверхностью, на которой происходят скачкообразные увеличения давления, температуры и плотности среды, наблюдаются при взрыве, мощном электрическом разряде, детонации и возгорании топливновоздушной смеси.

Скорость ударной волны в десятки раз превышает скорость звука. Помимо поражающего действия, ударная волна при встрече с ограждающими конструкциями или жёсткими препятствиями отражается и тогда возникает ситуация, при которой у стенки кратковременно пребывает высокотемпературный объём воздуха. Исследование радиационно-кондуктивного теплообмена при отражении сильной ударной волны от твёрдой стенки представляет собой важную задачу физической газодинамики [1]. За отражённой волной температура и давление газа значительно возрастают, по сравнению с этими параметрами за падающей ударной волной; наблюдается динамический и тепловой "удар".

Быстропротекающие процессы в ударных волнах изучаются с применением скоростных методов диагностики термогазодинамических параметров.

Как известно, использование фотографических приёмов исследования динамики отражения волны от плоской стенки позволяет получить ценную информацию [2].

При визуализации течения газа применяются приборы ИАБ-51 и *скоростной фоторегистратор (СФР)* в режиме лупы времени. На рис. 1 показана оптическая схема метода.

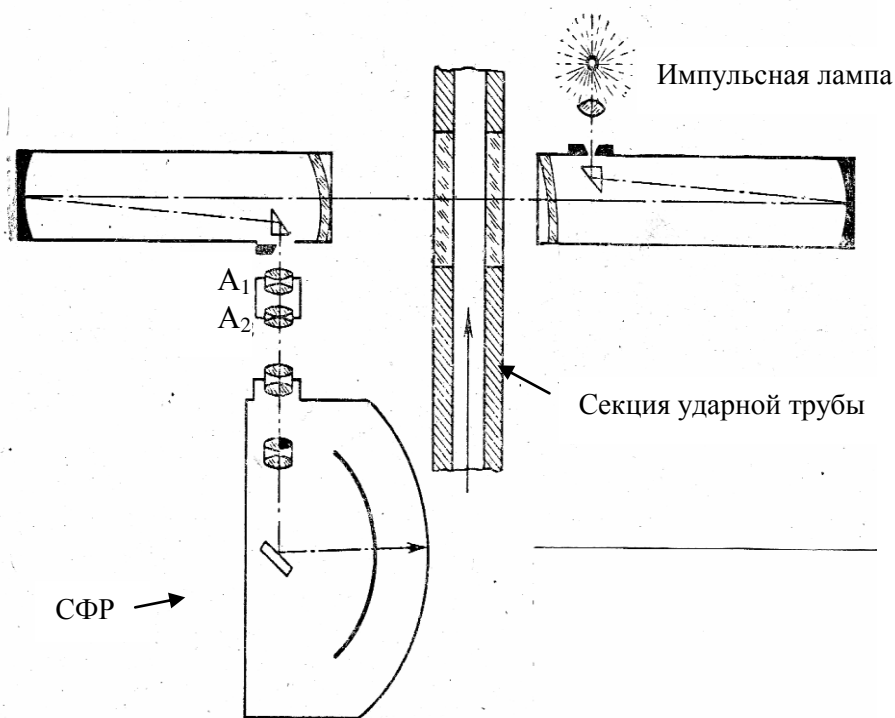


Рис. 1. Оптическая схема скоростной регистрации газодинамических потоков в ударной трубе:
 A_1 и A_2 – объективы, согласующие прибор ИАБ-451 с камерой СФР

Кадровый снимок отражения ударной волны от плоской стенки показан на рис. 2. Интервал между кадрами – 8 мксек, выдержка – 0,7 мксек. Начальное давление в секции $p_1 = 1,3 \text{ мм.рт.ст.}$. Число Маха ударной волны $M_s = 10,2$. В данном опыте толкающим газом был водород.

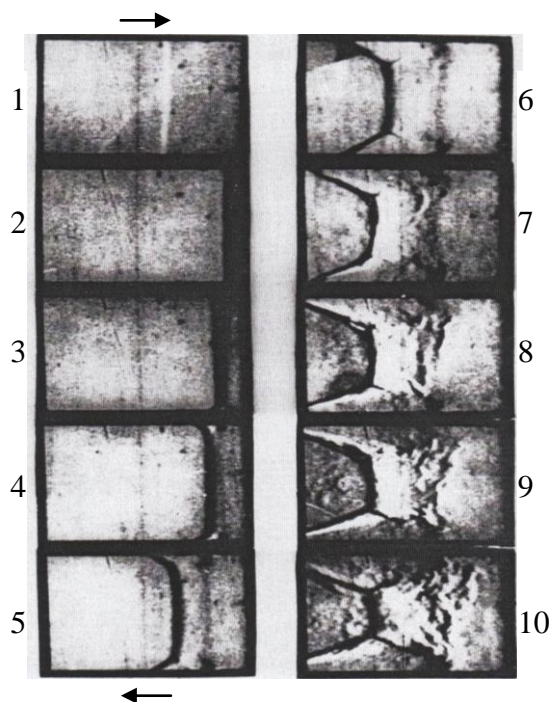


Рис. 2. Покадровая съёмка процесса отражения ударной волны от плоской стенки

На кадре 1 белая полоса изображает волну, движущуюся слева направо. Правый край кадра – отражающая стенка. Стрелка под кадром 5 показывает движение фронта отражённой волны.

Начиная с кадра 4 и далее, видно, что процесс отражения ударной волны сопровождается бифуркацией, то есть взаимодействием её с пограничным слоем, что приводит к сложной конфигурации возмущений (λ -ножки).

Перед отражённой ударной волной наблюдается искажение фронта вблизи соприкосновения переднего скачка уплотнения λ -ножек с пограничным слоем. Эти зоны градиентов плотности расположены по периметру канала и находятся не в объёме газа, а на границе пограничного слоя.

Тепловой датчик – плёночный калориметр монтировался в средней части торца, поэтому на его показания пристеночные бифуркации не оказывали влияния.

Метод развёртки используется тогда, когда необходимо точно определить развитие во времени отдельных параметров процесса. На рис. 3 приведена развёртка процесса отражения ударной волны от закрытого конца в ударной трубе, сделанная шлирен-методом. На снимке виден тонкий след падающей ударной волны S , наклон которого к оси времени определяет скорость волны. При этом за фронтом волны проявляются траектории мелких оптических неоднородностей, которые распространяются вместе с газом. Наклон их следов позволяет определить скорость потока газа за ударной волной.

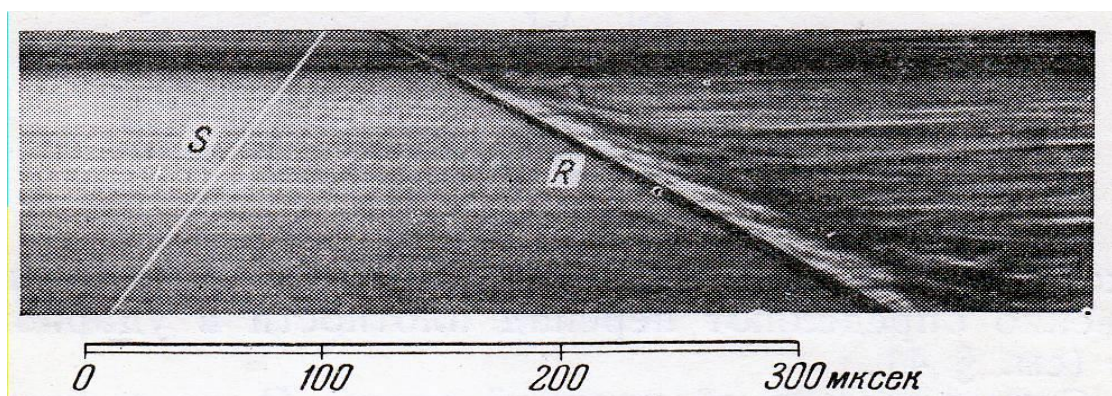


Рис. 3. Развёртка движения падающей (S) и отражённой (R) ударных волн. След R -волны связан с взаимодействием её с пограничным слоем

Моделирование распространения ударной волны и её отражения от жёсткой стенки проводилось в ударной трубе. Установка для генерирования сильных ударных волн представлена на рис. 4.

Внутренний диаметр камер составлял 100 мм; общая длина двухдиафрагменной трубы была более 11 м. КНД была снабжена набором ионизационных датчиков для измерения скорости ударной волны по длине КНД.

Камеры КВД, ПК и КНД отделялись одна от другой диафрагмами из отождённой меди толщиной 3 мм, которые имели 8 радиальных нарезок для облегчения раскрытия и предотвращения отрыва частей диафрагмы.

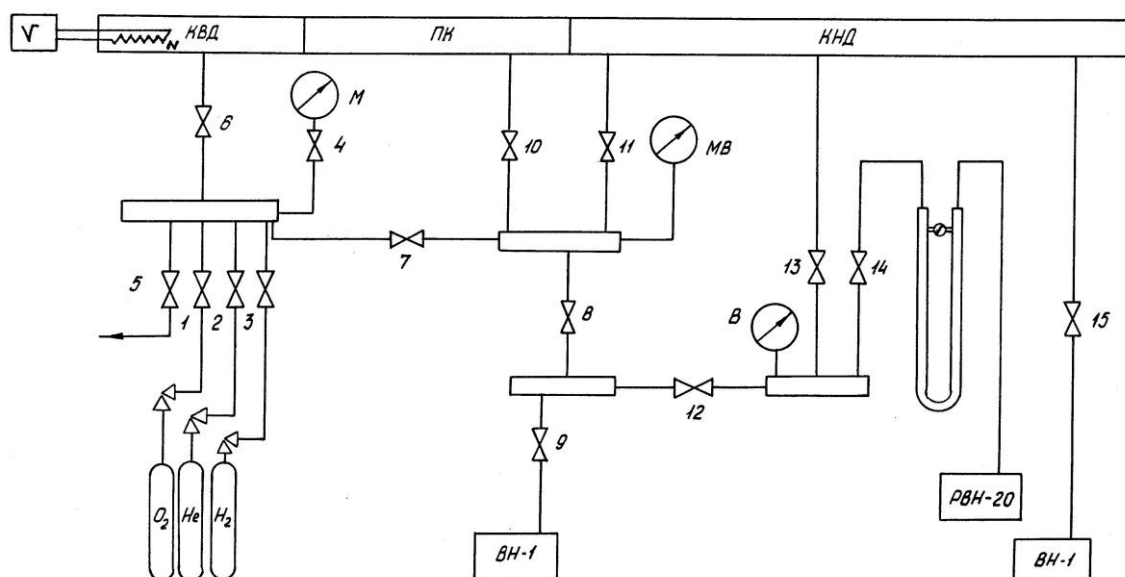


Рис. 4. Схема двухдиафрагменной ударной трубы:
 1-15 – вентили; КВД – камера высокого давления;
 ПК – промежуточная камера; КНД – камера низкого
 давления; М – манометр; МВ – мановакууметр;
 ВН-1 – форвакуумный насос; В – образцовый вакууметр;
 РВН-20 – образцовый дифференциальный масляный
 манометр; N – нихромовая спираль

КНД откачивалась насосом ВН-1 до давления 1 или 10 мм.рт.ст. В качестве инициирования рабочего процесса в КВД вводилась **кислород-водород-гелиевая смесь (КВГС)**, воспламенение которой осуществлялась нагреваемой спиралью N, находящейся в торце КВД.

Скорость падающей ударной волны определялась по известному расстоянию между ионизационными датчиками и времени между импульсами напряжения, поступающими от этих датчиков, с погрешностью $\pm 3\%$.

Опытами установлено, что время пребывания высокотемпературного воздуха после отражения волны вблизи торца ударной трубы составляет величину порядка несколько десятков микросекунд, поэтому для корректного измерения плотности теплового потока необходимы термоприёмники с высоким временным разрешением на уровне единиц микросекунд.

В исследованиях была использована методика измерения тепловых потоков с помощью плёночных калориметров, функционирующих в режиме термометров сопротивления. При этом **плёночные калориметры сопротивления (ПКС)** непосредственно измеряют тепловые потоки, интегрируя нестационарную эпюру температуры по толщине мерного тела (калориметра). Полученные данные являются достаточно точными до тех пор, пока не начинают сказываться потери тепла в подложку (массивную матрицу).

Для оптимального выбора пространственно-временных параметров мерного элемента предложена математическая модель краевой задачи нестационарной теплопроводности трёхслойного калориметра (рис. 5).

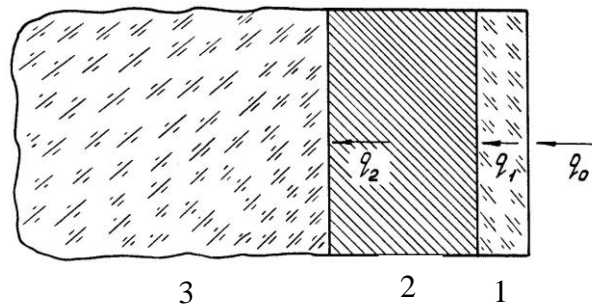


Рис. 5. Схема теоретической модели плёночного калориметра (2) на массивной матрице (3) с тонким поглощающим покрытием (1): q_0 – тепловой поток, воздействующий на поверхность поглощающего покрытия; q_1 – тепловой поток, воздействующий на плёночный калориметр; q_2 – тепловой поток от ПКС к матрице (подложке)

Известным соотношением

$$q_k = c \rho l \frac{dt_c}{d\tau} \quad (1)$$

можно пользоваться, если выполняются с достаточной точностью два условия:

$$q_1/q_0 = 1, \quad (2)$$

$$q_2/q_1 = 0. \quad (3)$$

В уравнении (1): c – удельная теплоёмкость; ρ – плотность; l – толщина мерного тела; t_c – средняя температура тела; τ – время.

Условие (3) даёт возможность считать мерное тело 2, по отношению к 1, полупространством на начальном временном интервале индикации.

При этом задача о теплопроводности в трёхслойной системе сводится к двум моделям о теплообмене двух пластин с разными полупространствами.

Отношение теплового потока на границе тел 1 и 2 к тепловому потоку, воздействующего на внешнюю поверхность пластины (покрытия), получено в [3] в виде соотношения:

$$\frac{q_1}{q_0} = \frac{2z}{1+z} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1-z}{1+z} \right)^n \operatorname{erfc} \left(\frac{2n+1}{2\sqrt{Fo_1}} \right), \quad (4)$$

где $z = \varepsilon_2/\varepsilon_1$ – отношение коэффициентов теплоусвоения полупространства (материала мерного тела) и покрытия;

Fo_1 – критерий Фурье;

$\operatorname{erfc}x$ – функция Гаусса.

Аналогично (4) для отношения теплового потока, воспринимаемого матрицей 3, к тепловому потоку, воздействующему на мерное тело 2, запишем:

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{2z}{1+z} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1-z}{1+z} \right)^n \operatorname{erfc} \left(\frac{2n+1}{\sqrt{Fo_2}} \right), \quad (5)$$

В качестве мерного тела 2 (калориметра) использовалась платиновая фольга толщиной 50 мкм; покрытием служила ламповая скипидарная сажа, матрица (подложка) была изготовлена из эбонита.

Критерий Фурье Fo_1 относится к покрытию толщиной l_1 , в то время как критерий Фурье Fo_2 относится к мерному телу 2 (то есть к самому ПКС) толщиной l_2 .

Результаты расчётов по формулам (4) и (5) представлены на рис. 6.

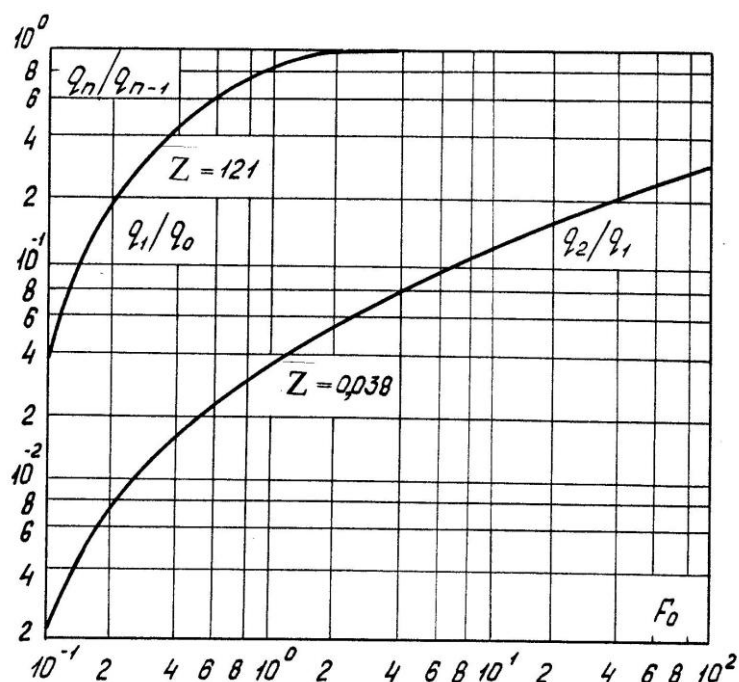


Рис. 6. Зависимость функции q_n/q_{n-1} от z и Fo

Расчёты относительного теплового потока q_1/q_0 показали, что для $z \geq 100$ это соотношение с точностью до 1 % не зависит от z . Поэтому, хотя имеется неопределённость в оценке тепловых свойств материала покрытия (разброс от 103 до 147), для отношения q_1/q_0 изображена одна кривая. Результаты расчётов этого отношения для других z и Fo имеются в [3].

Из рис. 6 видно, что условия (2) и (3) выполняются достаточно точно (не хуже 5 %), если $Fo_1 \geq 1,5$, а $Fo_2 \leq 1,5$. Последнее неравенство означает, что для мерного элемента толщиной 50 мкм условие (3) справедливо в течение примерно 140-150 мкс. Из неравенства $Fo_1 \geq 1,5$ следует, что интервал времени, после которого будет реализовано условие (2), определяется толщиной покрытия и его температуропроводностью. Прямые измерения толщины покрытия с использованием электронного сканирующего микроскопа показали, что толщина его не превышает 2-3 мкм. Это означает, что после 8-10 мкс опыта наличием покрытия можно пренебречь.

Проведены специальные опыты, в которых плёночные калориметры – один с покрытием, другой без него – устанавливались в торце ударной трубы за оптическими фильтрами из лейкосапфира. При одинаковых условиях эксперимента ($V_s = 9 \text{ км/с}$ в воздухе при $p_1 = 1 \text{ мм.рт.ст.}$) было определено, что интервал между импульсами составляет не более 3 мкс.

С учётом полученных результатов были разработаны термодатчики для диагностики плотностей лучистого и полного тепловых потоков.

Конструкции термодатчиков обоих типов показаны на рис. 7.

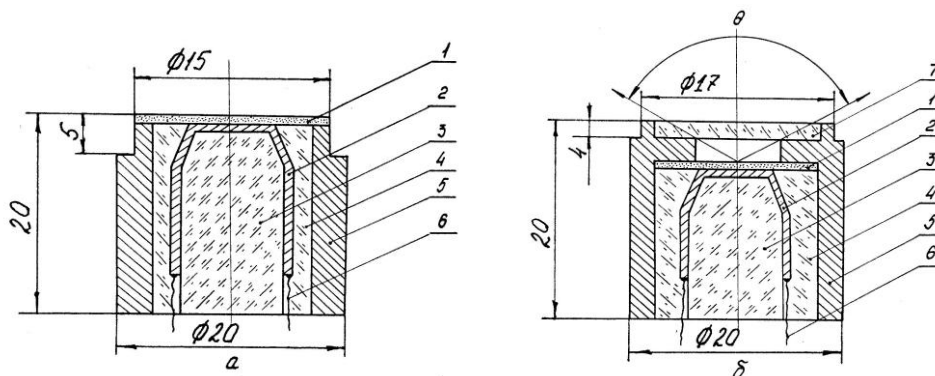


Рис. 7. Схемы изображений термодатчиков для измерения плотности полного (а) и лучистого (б) тепловых потоков:

- 1 – слой скипидарной сажи; 2 – мерное тело (калориметр) из платиновой фольги; 3 – матрица (подложка) из эбонита; 4 – эпоксидная смола ЭД-5; 5 – корпус датчика (сталь 45); 6 – токоподводящие провода; 7 – фильтр из сапфира

Как известно, полоса пропускания лейкосапфира составляет часть спектра от 0,17 мкм до 6,5 мкм. Однако наличие фильтра перед термодатчиком лучистого потока и поглощающего покрытия требует введение поправки:

$$k = \frac{1}{\varepsilon \gamma \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}, \quad (6)$$

где γ – коэффициент пропускания фильтра;
 ε – коэффициент поглощения покрытия;
 θ – угол зрения мерного элемента.

С использованием спектральной аппаратуры (СФ-26 и ИКС-10) определялся параметр γ , величина которого в области длин волн от 0,3 мкм до 5 мкм оказалась постоянной и равной 0,85. Опытным путём была определена поглощательная способность покрытия из скипидарной сажи с погрешностью примерно 2 %.

Анализ погрешностей показал, что относительная погрешность измерения лучистых и полных потоков составляла менее 15-17 %.

Лучистый тепловой поток определялся по формуле:

$$q_{\text{л}} = \frac{q_{\text{изм}}}{\varepsilon \gamma \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}, \quad (7)$$

причём

$$q_{\text{изм}} = \frac{c \rho l}{\alpha I R} \cdot \frac{dU}{d\tau},$$

где α – ТКС платины;

I – сила тока питания;

R – сопротивления плёночного калориметра;

U – падение напряжения на мерном элементе датчика.

Термодатчики устанавливались в центре торца ударной трубы заподлицо с поверхностью стенки. Регистрация выходных сигналов от ПКС производилась с использованием осциллографа С1-17.

Типичная осциллограмма выходного сигнала от термодатчика лучистого теплового потока представлена на рис. 8.

Эксперименты показали, что применение плёночных калориметров сопротивления с чёрным покрытием позволяет проводить надёжные измерения тепловых потоков, начиная с 5 мкс после отражения ударной волны.

Рассмотрим изменение во времени полного теплового потока при невысоких температурах воздуха, когда роль излучения в переносе энергии к торцу ударной трубы невелика и теплообмен горячего воздуха с твёрдым телом определяется теплопроводностью (рис. 9).



Рис. 8. Импульс термодатчика лучистого теплового потока ($V_S = 7,7$ км/с; $p_1 = 1$ мм.рт.ст.)



Рис. 9. Импульс термодатчика полного теплового потока ($V_S = 4,3$ км/с; $p_1 = 10$ мм.рт.ст.)

Из рис. 9 видно, что после момента отражения тепловой поток остаётся постоянным в течение примерно 50 мкс. Аналогичный вывод можно сделать и при рассмотрении импульсов термодатчика лучистого теплового потока при высоких скоростях падающих ударных волн.

В результате сделано заключение о том, что в процессе нестационарного теплообмена высокотемпературного воздуха с твёрдым телом при отражении ударной волны от плоской поверхности имеется некоторый интервал времени, в течение которого лучистый и полный тепловые потоки можно считать не зависящими от времени.

Результаты экспериментальных исследований сложного теплообмена высокотемпературного воздуха с твёрдым телом были проанализированы с учётом эффектов радиационного охлаждения и самопоглощения.

На рис. 10 и 11 показаны зависимости лучистых и полных тепловых потоков от горячего воздуха к торцу ударной трубы.

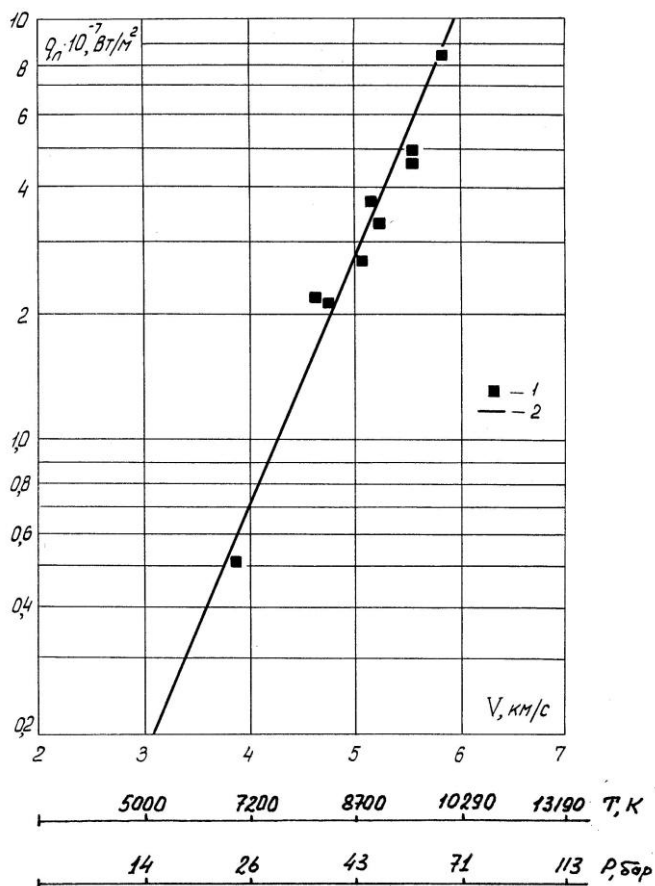


Рис. 10. Зависимость лучистых тепловых потоков от скорости ударной волны (начальное давление воздуха в КНД – 10 мм.рт.ст.)

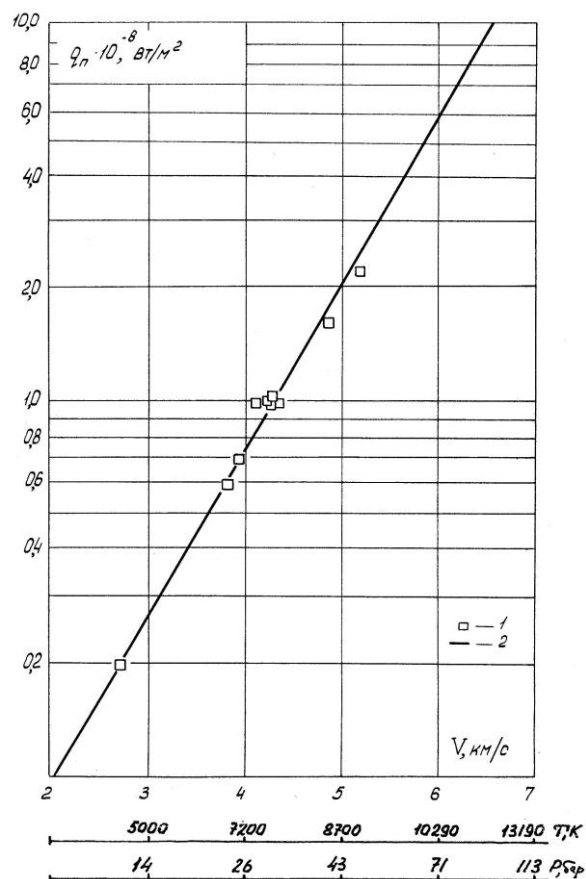


Рис. 11. Зависимость полных тепловых потоков от скорости ударной волны (начальное давление воздуха в КНД – 10 мм.рт.ст.)

По оси абсцисс отложены температура и давление воздуха за отражённой ударной волной. По известным начальным значениям температуры и давления газа и скорости волны можно определить состояние газа за ударной волной (температуру, плотность и давление) по законам сохранения на ударном разрыве (условия Ренкина-Гюгонио), а также скорость отражённой волны [4]. Зная эту скорость, в любой момент времени определяется толщина излучающего слоя ударно нагретого газа при отражении ударной волны от плоской стенки.

На рис. 10 и 11 обозначены: 1 – опытные данные тепловых потоков, полученные в настоящей работе; 2 – результаты расчёта [5] при аппроксимации коэффициента поглощения воздуха десятью степенями. Сравнение опытных данных с расчётами вполне удовлетворительное.

Серия экспериментов была проведена при более высоких значениях скоростей ударных волн. Для этой цели начальное давление в КНД устанавливалось до уровня 1 мм.рт.ст. В опытах были достигнуты высокие температуры газа за отражённой ударной волной. В качестве примера на рис. 12 представлены результаты измерений полных тепловых потоков от воздушной плазмы к торцу ударной трубы.

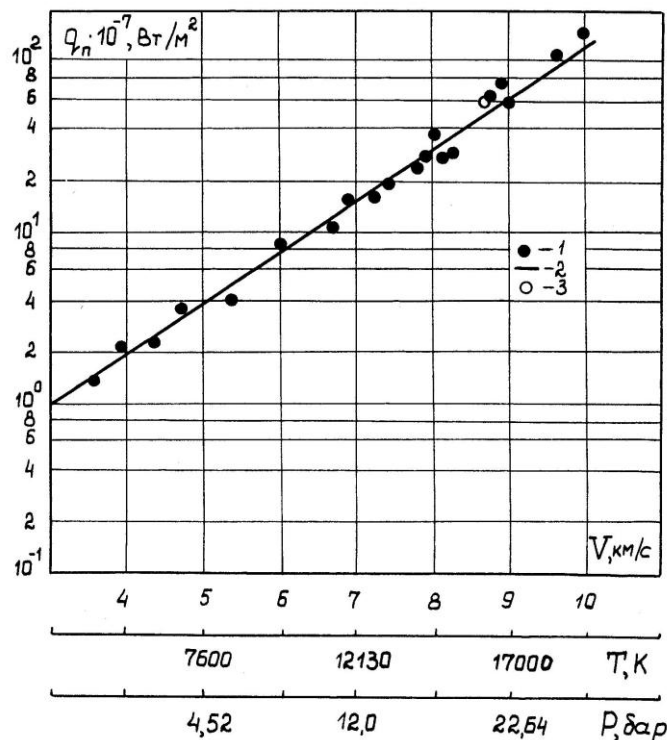


Рис. 12. Зависимость полных тепловых потоков от скорости ударной волны ($p_1 = 1$ мм. рт. ст.):
 1 – опытные данные о полных тепловых потоках настоящей работы;
 2 – результаты расчёта [5]; 3 – расчёт по методике [6].

Видно, что значения полных тепловых потоков при скоростях ударной волны при 10 км/с достигают 10^9 Вт/м².

Отмечено, что при скоростях падающей ударной волны до 7,0 км/с вклад переноса энергии излучением невысок. Было также показано, что при более высоких скоростях волны расчёт лучистых тепловых потоков, проведённый с использованием "десятиступенчатой модели" коэффициента поглощения воздушной плазмы, наилучшим образом согласуется с экспериментальными результатами [7].

Экспериментально установлено, что при скоростях падающей ударной волны больше 7,5 км/с (соответственно, температуре воздуха более $13 \cdot 10^3$ °K и давлении больше 14 бар) доминирующую роль в теплообмене между воздушной плазмой и торцевой стенкой трубы играет перенос энергии излучением в интервале длин волн от 0,17 мкм до 6,5 мкм.

Литература

1. **Пузач С.В.** Некоторые закономерности радиационного теплообмена при пожаре на объектах энергетики // Известия РАН. Энергетика. 2003. № 6. С. 145-152.
2. **Ионов В.П., Николаев Г.Н., Гусев М.В., Лунёва О.И.** Изучение потоков газа в ударной трубе при помощи схемы Теплера и скоростного кадрового фотографирования // Физическая газодинамика: свойства газов при высоких температурах: сб. научных трудов. М.: изд-во АН СССР, 1964.
3. **Поляков Ю.А.** Нестационарный теплообмен при отражении ударной волны // Исследования по физической газодинамике: сб. научных трудов. М.: Наука, 1966. С. 192-200.
4. **Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г.** Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 276 с.
5. **Елисеев А.Г.** Численное исследование радиационно-кондуктивного теплообмена воздушной плазмы за отражённой от плоской поверхности ударной волной // Матер. IV все-союзной конференции по радиационному теплообмену. Киев: Наукова думка, 1978. С. 33-34.
6. **Surzhikov S.T.** TC3: Convective and Radiative Heating of MSRO for Simplest Kinetic Models. Proc. Of the International Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry. Part II. EAS SP-583. 2005. P. 55.
7. **Коньков А.А., Воронцов А.В.** Экспериментальное исследование ИК-излучения воздуха // Оптика и спектроскопия. № 6. 1971. С. 11-21.
8. **Коньков А.А., Поляков Ю.А., Пузач С.В.** Диагностика излучения за отражённой ударной волной в двухфазной среде // Технологии техносферной безопасности. Вып. 6 (45). 2012. <http://ipb.mos.ru/ttb>.