

УДК 533.6.07+536.24+536.33

ТЕПЛООБМЕН ЗА ОТРАЖЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ В ДВУХФАЗНОМ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ ПОТОКЕ

А. А. КОНЬКОВ, Г. Н. НИКОЛАЕВ, Ю. А. ПОЛЯКОВ

(Москва)

С помощью ударных труб успешно исследовались физические и физико-химические процессы, включая теплообмен, в газах при параметрах, близких к существующим за сильными взрывными волнами, на лобовой поверхности аппаратов, входящих в атмосферы планет и т. д.

В последние годы ударные трубы стали использоваться для изучения процессов в газопылевых смесях. Исследовались скорость термического разложения, горение взвешенных частиц, оптические и электрические свойства образующихся смесей, эрозия поверхностей при ударах частиц, движущихся со сверхзвуковыми скоростями [1-4].

В настоящей работе измерены тепловые потоки в стенку, отражающую ударную волну, которая распространяется в воздухе, содержащем взвесь частиц окиси алюминия размером порядка 1 мкм. Использована ударная труба, снабженная специальной пневматической системой для создания газопылевой среды. Аппаратура, применявшаяся для измерения тепловых потоков, основана на использовании тонкопленочных термометров сопротивления и отвечала требованиям, вытекающим из кратковременности рабочего процесса.

Диапазон скоростей ударных волн в двухфазной среде охватывал значения V , от 3 до 6 км/сек. Измерены лучистый и кондуктивный тепловые потоки к отражающей стенке. Результаты измерений сравниваются с данными контрольных опытов с чистым воздухом и с расчетными величинами тепловых потоков от незапыленного воздуха при одинаковых скоростях ударной волны. Установлено, что излучение ударно нагретого газа усиливается на порядок величины вследствие ионизации атомов алюминия, появляющихся в результате термического разложения паров окиси алюминия.

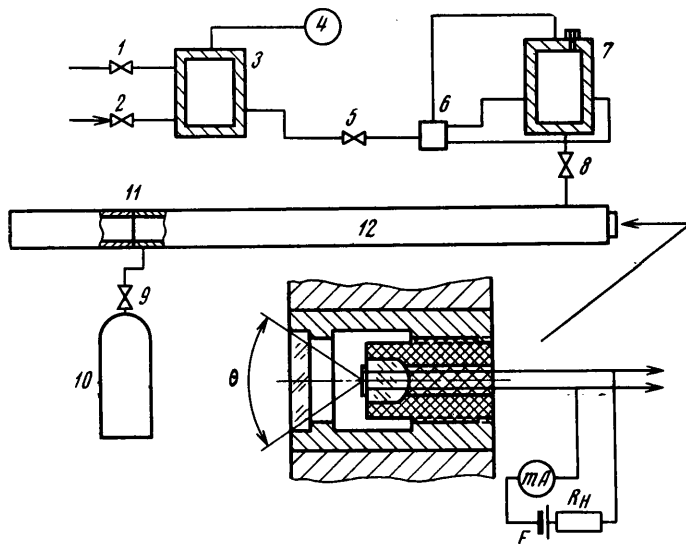
1. Установки для получения ударных волн в двухфазной газопылевой среде. Исследование проведено с помощью ударной трубы, позволявшей получать ударные волны в газопылевой среде со скоростями от 3 до 6 км/сек. Камера высокого давления длиной 1,3 м отделялась медной диафрагмой с крестообразной насечкой от камеры низкого давления длиной 4 м. Внутренний диаметр канала везде равнялся 30 мм. Предварительно вакуумированная камера низкого давления наполнялась на 30% по объему стехиометрической смесью $H_2 - O_2$ и на 70% — гелием. Зажигание смеси (при давлениях 20—50 ат) осуществлялось с помощью накаливаемой спирали, укрепленной в торце камеры. Начальное давление исследуемой среды, измерявшееся дифференциальным масляным манометром, в основной серии экспериментов составляло 5 тор.

Состояние газа за отраженными ударными волнами в воздухе без смеси твердых частиц определялось по данным о начальном состоянии газа и по измеренной скорости ударной волны с помощью законов сохранения и с учетом диссоциации и ионизации. Скорость ударной волны измерялась ионизационными датчиками. Сигналы двух датчиков, имевших крутые фронты, использовались для запуска и остановки измерителя времени типа ИВ-13М.

Таким способом определялось время прохождения ударной волной расстояния между двумя датчиками. Погрешность измерения скорости не превышала 3%. В случае экспериментов с двухфазной средой точные расчеты

ее состояния не проводились. При оценке параметров газа в этих условиях для сопоставления их с параметрами чистого воздуха при одних и тех же скоростях ударной волны влияние твердой фазы не рассматривалось.

На фиг. 1 в верхней части изображена схема системы, служащей для создания газопылевой среды в ударной трубе. Сжатый воздух из баллона поступает через кран 1 в цилиндр предварительной дозировки рабочего давления 3, устанавливаемого по манометру 4. Кран 2 в случае необходимости соединяет цилиндр 3 с атмосферой. Навеска порошка окиси алюминия перед опытом засыпается в цилиндр — смеситель 7 через герметично уплотняемую пробку; 8 и 9 — специально сконструирован-



Фиг. 1

ные быстродействующие сильфонные краны, открытие и закрытие каждого из которых производится перекидной рычага из одного крайнего положения в противоположное. Цилиндр 7 и кран 8 расположены вблизи торца камеры низкого давления 12, кран 9 — вблизи диафрагмы 11, разделяющей камеры высокого и низкого давления. Через кран 9 камера 12 соединяется с балластной емкостью 10.

Газопылевая смесь в рабочем объеме ударной трубы создавалась следующим образом. Цилиндр — смеситель 7, камера низкого давления 12 и балластная емкость 10 предварительно откачивались до давления 10^{-1} тор. Цилиндр 3 наполнялся сжатым воздухом из баллона. При открытии крана 5 воздух из 3 через тройник 6 по трем трубкам поступал в 7. Две трубки подведены тангенциально навстречу друг другу на уровне дна цилиндра, третья трубка направлена по образующей цилиндра сверху. Такое расположение трубок обеспечивало хорошее перемешивание образующейся пылевоздушной смеси. После закрытия крана 5 открывался кран 8 и смесь заполняла камеру 12 и емкость 10. Объем последней примерно в 15 раз больше объема камеры низкого давления, что обеспечивало равномерный по длине трубы состав пылевоздушной смеси [5].

После выравнивания давления в системе быстродействующие краны 8 и 9 отсекали балластную емкость и цилиндр 7 от канала ударной трубы, а затем осуществлялся разрыв диафрагмы и в камере низкого давления развивался рабочий процесс. Начальное давление в ударной трубе определялось по давлению в цилиндре 3, измеряемому образцовым манометром 4 перед напуском воздуха в цилиндр 7. Время выравнивания давления в системе при открывании крана 8 измерялось в предварительных опытах и составляло примерно 4 сек. Размеры частиц Al_2O_3 определялись по микротоснимкам, аналогичным приведенному на фиг. 2, и в основном находились в пределах от 1 до 5 мкм.

Весовое соотношение твердой и газовой фаз в пылевоздушной смеси определялось из следующих соображений. В соответствии с законом Стокса скорость свободного падения шарика диаметром d в вязком газе вычисляется по формуле

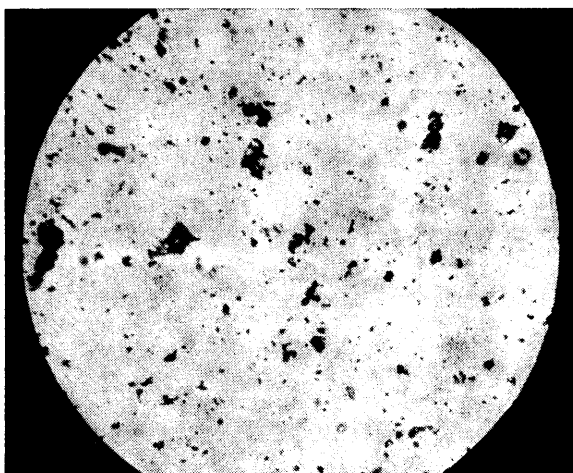
$$V = \frac{1}{18} \frac{d^2}{\mu} (\rho_s - \rho_g) \left(1 + 2 \frac{l}{d} \right)$$

где μ — вязкость газа, ρ_s — плотность материала частиц, ρ_g — плотность газа, l — средняя длина свободного пробега молекул. Из кинетической теории газов известно, что

$$l = \frac{kT}{\sqrt{2} \pi \sigma^2 P}$$

где σ — диаметр молекулы, P — давление газа.

Расчет скорости оседания частиц размером до 5 $\mu\text{м}$ при давлении 1—4 ат показывает, что практически все частицы, засыпанные в цилиндр 7, в момент открытия



Фиг. 2

крана 8 остаются взвешенными внутри цилиндра. Вместе с расширяющимся воздухом они переносятся в камеру низкого давления и в балластную емкость.

Как сказано выше, начальное давление в установке в момент отсечки камеры низкого давления кранами 8 и 9 от 7 и 10 составляло 5 тор . Хронометраж выполненных операций показал, что в момент прохождения ударной волны остаются взвешенными в воздухе только частицы с размерами порядка 1 $\mu\text{м}$ и менее. (При этих оценках рассматривались только сферические частицы. Отличие их формы от сферической приведет к увеличению времени падения.)

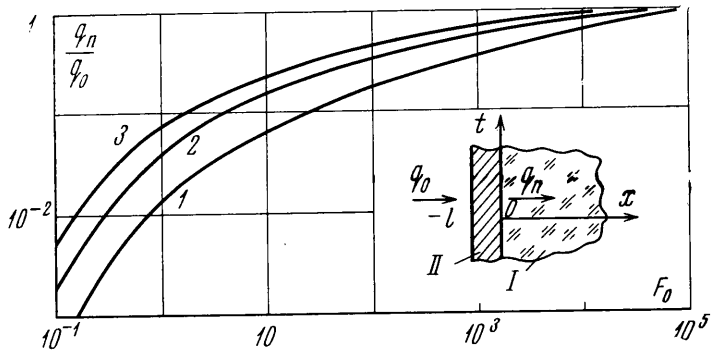
Статистическая обработка микрофотоснимков порошка окиси алюминия показала, что в составе порошка, использованного в экспериментах, вес частиц размером 1 $\mu\text{м}$ и менее составляет 0,08 общего веса пробы. С учетом этого соотношения в цилиндр — смеситель 7 засыпалось такое количество порошка, чтобы при давлении 5 тор масса взвешенных частиц составляла 0,2 общей массы газа и частиц.

Варьируя начальное давление взрывчатой смеси в камере высокого давления, удавалось получить ударные волны в двухфазной среде со скоростями 3—6 км/сек . При максимальной скорости протяженность области высокотемпературного газа за отраженной ударной волной составляла 4,5 см (если не учитывать влияния взвешенной твердой фазы и пограничного слоя за падающей волной). Температура и давление воздуха за отраженной ударной волной, вычисленные по скорости падающей ударной волны, составляли 9700° K и 38 ат соответственно при $V_s = 6 \text{ км/сек}$ и 4400° K и 8 ат при $V_s = 3 \text{ км/сек}$.

2. Методы измерения тепловых потоков к стенке при импульсном нагреве газа. В работе проводились измерения тепловых потоков в торцевую стенку ударной трубы после отражения от нее ударной волны. На торце трубы устанавливались либо термометр сопротивления, действующий по принципу калориметрического датчика теплового потока, либо тонкопленочный термометр сопротивления — датчик лучистого теплового потока, отделенный от рабочего пространства сапфировым окошком. Схема конструкции датчика лучистого потока изображена внизу на фиг. 1.

Датчиком первого типа измерялся кондуктивный тепловой поток в торец ударной трубы, определяемый теплопроводностью среды, вместе с частью лучистого потока, поглощавшейся поверхностью чувствительного элемента. Датчиком второго типа измерялся интегральный по спектру лучистый поток, пропускаемый сапфировым окошком. Чувствительный элемент датчика покрывался слоем висмутовой черни.

Для выбора конструкции датчиков необходимо проанализировать динамику изменения температурных полей в системе пластина (чувствительный элемент) — подложка при импульсном нагреве. Постановка краевой



Фиг. 3

задачи иллюстрируется схемой, приведенной на фиг. 3 наряду с расчетными кривыми. Ее решение исходит из условия сопряжения на контакте пластина — подложка: предполагается равенство температур и тепловых потоков. Здесь q_0 — тепловой поток, падающий на внешнюю поверхность области II (металлической пластины), q_n — тепловой поток на границе областей I и II (пластины и подложки из изолятора); x и t — оси координат, в которых изображается решение задачи.

Решение производилось операционным методом (преобразование Лапласа) с применением теоремы Бореля. При условии, что тепловой поток, падающий на пластину, зависит от времени, т. е. $q_0 = q_0(\tau)$, температурное поле подложки описывается выражением

$$t_i(x, \tau) = \frac{2\sqrt{a_m}}{\lambda_m(1+Z)} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1-Z}{1+Z} \right)^{n-1} \int_0^{\tau} q(\tau-\theta) \frac{1}{\sqrt{\pi\theta}} \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{1}{4} \left[(2n-1) \frac{l}{\sqrt{a_m}} + \frac{x}{\sqrt{a_i}} \right]^2 \theta^{-1} \right\} d\theta \\ Z = \sqrt{(\lambda_i c_i \gamma_i) / (\lambda_m c_m \gamma_m)}$$

где индексы m и i относятся к металлической пластине и к подложке соответственно, a — температуропроводность, λ — теплопроводность, c — теплоемкость, γ — плотность, l — толщина пластины.

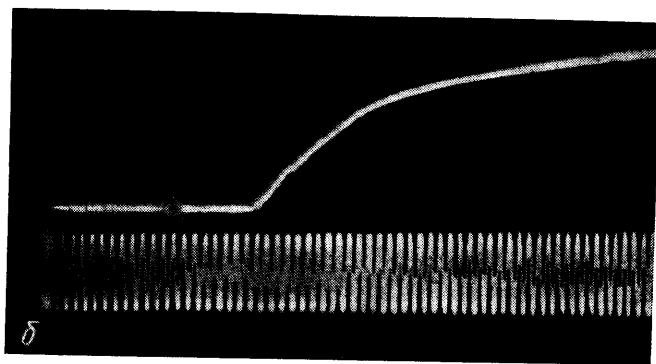
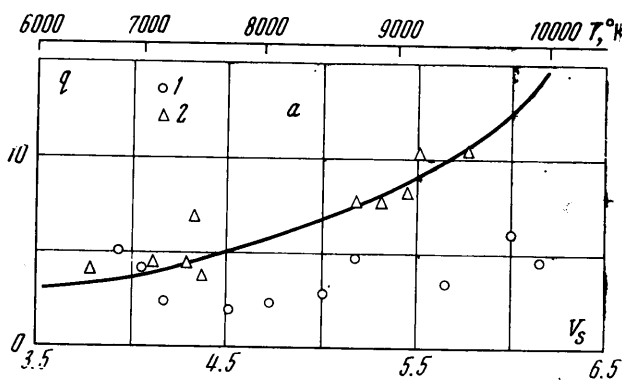
Анализируя применяемые методы, нужно знать величину теплового потока, воспринимаемого подложкой q_n . Его отношение к падающему извне потоку q_0 определит в асимптотическом приближении условия работы

калориметрического датчика. Из решения задачи следует:

$$\frac{q_n}{q_0} = \frac{8Z}{1+Z} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1-Z}{1+Z} \right)^{n-1} i^2 \operatorname{erfc} \left(\frac{2n-1}{2\sqrt{F_0}} \right)$$

$$i^2 \operatorname{erfc} x = \frac{1}{4} \left[(1+2x^2) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-x^2} dx - \frac{2}{\sqrt{\pi}} x e^{-x^2} \right]$$

Расчет зависимости q_n/q_0 от числа Фурье F_0 проведен для случая линейного изменения q_0 от времени при значениях $z = 0.087$ (платина — стек-



Фиг. 4

ло, кривая 1), 0.063 (титан — эбонит, кривая 2) и 0.02 (никель — эбонит, кривая 3). Фиг. 3 иллюстрирует динамику соотношения тепловых потоков — падающего извне и проходящего в подложку. Обосновывая условия применения калориметрического датчика, из фиг. 3 видим, что для всех трех рассмотренных случаев утечка тепла в подложку не превышает 1% при значениях F_0 в пределах 0.1–1.0. В случае титана на эбонитовой подложке соответствующее значение $F_0 = 0.5$. При толщине чувствительного элемента $l = 100$ мкм корректная интерпретация результатов измерения этим датчиком возможна для промежутков времени до 900 мксек.

Использованные в работе калориметры изготовлялись из титановой фольги, полоска которой приклеивалась к торцу эбонитового цилиндра. Тепловой поток вычислялся по формуле, при выводе которой электроспро-

тивление чувствительного элемента предполагалось линейно зависящим от температуры

$$q(\tau) = \frac{l\gamma c}{\alpha I_0 R_0} \frac{du}{d\tau}$$

Здесь γ и c — плотность и теплоемкость титана, α — его температурный коэффициент сопротивления, I_0 — сила тока в датчике, R_0 — сопротивление чувствительного элемента при 0°C .

Анализ осциллограммы, получаемой в эксперименте, позволяет определить скорость изменения падения напряжения на чувствительном элементе $du/d\tau$. Основные погрешности определения $q(\tau)$ связаны с графическим дифференцированием экспериментальной кривой ($\pm 20\%$) и с измерением толщины фольги, из которой изготовлен чувствительный элемент датчика ($\pm 5\%$). Сопротивление R_0 было невелико (порядка 0.01 ом), поэтому джоулево тепло рабочего тока $I_0 = 4 \text{ а}$ не могло исказить температурное поле в чувствительном элементе датчика. Очевидно, что калориметр воспринимает не только конвективный (здесь — кондуктивный), но частично и лучистый тепловой поток. Чтобы учесть этот эффект, проведены измерения коэффициента черноты поверхности титанового датчика ϵ , который был близок к 0.2.

Проведем оценки фототока, который может возникнуть под действием ультрафиолетовой и видимой части спектра излучения исследуемого газа. Оказалось, что при $10\,000^\circ \text{K}$ искажение сигнала датчика, связанное с возникновением фототока, не превышает 0.5% . Сделана также попытка выяснить погрешность, вызванную электронным током, поступающим из частично ионизованного газа. Контрольными опытами на рабочей схеме без питания и при максимальной чувствительности регистрирующей аппаратуры не удалось зарегистрировать «шумы» электронов в пристеночном слое.

Для регистрации лучистого теплового потока применялся тонкопленочный термометр сопротивления из платины, покрытой висмутовой чернью. Измерялась нестационарная температура подложки термометра, нагреваемой излучением, проходящим через окошко — сапфировый фильтр толщиной 0.5 мм . Толщина платиновой пленки — чувствительного элемента датчика выбиралась с помощью графика (фиг. 3). Для датчиков, представлявших собой стеклянные цилиндры с нанесенной на торцевую поверхность (между предварительно вваренными контактными проводами) платиновой пленкой, предельное допустимое значение F_0 составляло $2.5 \cdot 10^4$.

С учетом слоя черни общая толщина чувствительного к излучению элемента не превышала 0.3 мкм . Измерения толщин производились на интерференционном микроскопе МИИ-10. Спектральные измерения поглощательной способности черни показали, что в области длин волн $0.2\text{--}2 \text{ мкм}$ коэффициент поглощения превышал 0.95. Коэффициент пропускания черни в реальных условиях измерялся на спектрофотометре СФ-4 (λ от 0.2 до 1 мкм) и на спектрографе ИРС-14 (λ от 1 до 5 мкм). Коэффициент черноты вычислялся затем по данным измерений с учетом коэффициента отражения платиновой пленки; последний определялся по табличным данным в зависимости от длины волны падающего излучения $[\text{°}]$. Тепловой поток, поглощаемый чувствительным элементом датчика при достаточно больших F_0 ($10^4 - 10^5$) составляет ничтожную долю потока, проходящего в подложку.

Измерения температуры пленки проводились по балластной схеме, которая обеспечивала чувствительность порядка $0.5\text{--}1 \text{ мв/град}$. Для регистрации импульсов на экране осциллографа С1-19 применялся широкополосный усилитель с коэффициентом усиления, равным 50.

Тепловой поток вычислялся по формуле, которая выведена путем разбиения температурной кривой на интервалы по времени; в пределах каждого интервала часть кривой аппроксимируется хордой. С помощью этой операции из выражения

$$q(\tau) = \sqrt{\lambda_i c_i \gamma_i} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\tau} \frac{dt(0, \theta)}{d\theta} \frac{d\theta}{\sqrt{\tau - \theta}}$$

получается формула для вычисления теплового потока, существующего в n -м интервале времени [7]

$$q_n(\tau) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\lambda_i c_i \gamma_i} \sum_{i=1}^n m_i (\sqrt{\varepsilon_n - \varepsilon_{i-1}} - \sqrt{\varepsilon_n - \varepsilon_i})$$

$$(m_i = (T_i - T_{i-1}) / (\varepsilon_i - \varepsilon_{i-1}))$$

где m_i есть тангенс угла наклона хорды в пределах i -го интервала ($i < n$). Тепловой поток, поступающий от газа, корректировался с учетом коэффициента черноты покрытия, оптических свойств фильтра и геометрии лучей эффективного пространственного угла зрения датчика. Окончательно определялась величина

$$q_R(\tau) = \frac{q_n(\tau)}{DA \sin^2(\theta/2)} \tag{2.1}$$

где $D = 0.96$ — коэффициент поглощения черни, $A = 0.85$ — коэффициент пропускания сапфира, $\theta = 35^\circ$ — угол зрения датчика.

Анализируя решение задачи теплопроводности, можно найти промежуток времени, после которого можно определять тепловой поток по формуле (2.1). С точностью, достаточной для обработки экспериментальных данных, этот промежуток составляет примерно 5 мксек [7]. Поэтому вычисления лучистых потоков по осциллограммам проводилось, начиная с 10-й мксек после отражения ударной волны.

3. Результаты. На фиг. 4, а приведены данные измерений калориметрическим датчиком теплового потока (в квт/см²) в отражающую стенку в исследованном диапазоне скоростей ударных волн. Они относятся к 20-й мксек после отражения ударной волны. На фиг. 4, б изображена также типичная осциллограмма сигнала калориметрического датчика теплового потока. На фиг. 4, а расчетная кривая и треугольнички (обозначение 2) соответствуют условиям отражения ударной волны в чистом воздухе; кружки (обозначение 1) относятся к экспериментам с двухфазной средой. Кривая получена решением задачи контактного теплообмена полуограниченных сред по методу [8].

Анализируя эти данные, следует учесть, что датчик воспринимает кроме кондуктивного еще и часть лучистого теплового потока. Как будет показано далее, согласно проведенным измерениям лучистый поток от запыленной среды в несколько раз интенсивнее, чем в случае чистого воздуха. С учетом этого, принимая, что датчик из титана поглощает примерно 20% падающего на него лучистого потока, получаем следующий результат: при $p_1 = 5$ тор и $V_s = 4.5 - 6$ км/сек присутствие в исходном состоянии в газе взвешенных твердых частиц снижает кондуктивный тепловой поток в стенку за отраженной ударной волной на 70–80% (при одинаковых скоростях ударной волны в чистом и запыленном газе). При $p_1 = 5$ тор и V_s порядка 4 км/сек разброс экспериментальных точек не позволяет с

уверенностью говорить о различии тепловых потоков в экспериментах с чистым и запыленным воздухом. Однако результаты другой серии экспериментов, проведенных при начальном давлении 10 тор в диапазоне скоростей V_s от 3.7 до 4.7 км/сек, отчетливо обнаруживают снижение теплового потока в случае двухфазной среды на 30–40%.

Повышение температуры смеси при отражении ударной волны ускоряет диссоциацию и ионизацию молекул испаренного вещества твердых частиц, начавшее развиваться уже за фронтом падающей ударной волны. В результате температура, достигаемая за отраженной ударной волной, должна быть ниже, чем при отражении ударной волны с той же скоростью в незапыленном воздухе. Были сделаны оценки этого снижения температуры для предельного случая в предположении, что все тепловые процессы с твердыми частицами происходят только за отраженной волной (что действительно имеет место для слоя, непосредственно примыкающего к отражающей стенке).

При $V_s = 4.7 \text{ км/сек}$ (в середине диапазона скоростей, охваченного экспериментами) температура за отраженной волной должна снизиться от 8000° К примерно до 7200° К . Теплопроводность чистого воздуха при этом согласно [9] оказывается на 20% ниже, чем при исходной температуре 8000° К . Соответствующее уменьшение перепада энтальпии в газе «на бесконечности» и у стенки составляет 27%.

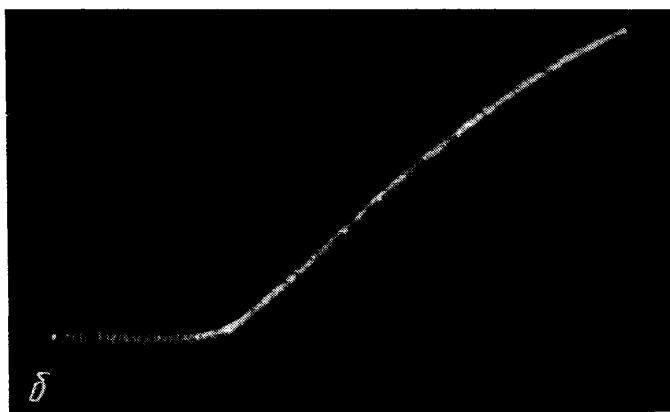
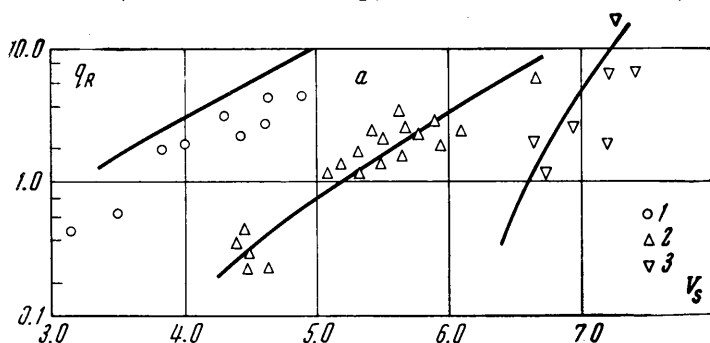
Сложность физико-химических процессов за отраженной ударной волной в двухфазной среде и их нестационарная природа делают точный количественный анализ результатов крайне затруднительным. Однако проведенные оценочные расчеты качественно согласуются с данными измерений. Так, из предельной оценки (для $V_s = 4.7 \text{ км/сек}$) снижения теплопроводности воздуха и перепада энтальпии у стенки за отраженной ударной волной в двухфазной среде следует, что тепловой поток, измеряемый калориметрическим датчиком, должен уменьшиться примерно вдвое.

Сделана также оценка времени, необходимого для разогрева и испарения частиц окиси алюминия, помещенных при начальной температуре 300° К в воздух с температурой 8000° К и давлением 20 ат (условия за отраженной ударной волной в чистом воздухе при скорости падающей ударной волны, равной 4.7 км/сек). Эти процессы завершаются менее чем за 10 мксек . Косвенным экспериментальным подтверждением этого служит тот факт, что изменение во времени теплового потока на стенку за отраженной волной примерно после 10 мксек с момента отражения следует закону $1/\sqrt{t}$, характерному для контактного теплообмена двух полуграниченных однофазных сред.

На фиг. 5 приведены данные измерений лучистого теплового потока, испускаемого средой, которая находится за отраженной ударной волной (в квт/см^2). Они относятся к 20-й мксек после момента отражения волны от торца. Толщина области излучающего газа за отраженной ударной волной в чистом воздухе на 20-й мксек при $V_s = 4 \text{ км/сек}$ близка к 13 мм , при 6.5 км/сек — к 20 мм . Изображена также типичная осциллограмма сигнала датчика лучистого теплового потока (фиг. 5, б). На фиг. 5, а треугольничками (обозначение 2) изображены экспериментальные данные, относящиеся к излучению чистого воздуха при начальном давлении в ударной трубе $p_1 = 5 \text{ тор}$. Соответствующая расчетная кривая получена с помощью таблиц [10, 11]. Различие результатов расчетов при использовании табличных данных о степени черноты воздуха, взятых из двух указанных источников, было несущественным по сравнению с разбросом экспериментальных данных.

Как видно из фиг. 5, а, в случае воздуха без примеси твердых частиц результаты расчета в пределах ошибок измерения согласуются с эксперимен-

тальными данными. Это же относится к расчетной кривой, взятой из работы [12], и экспериментальным данным, полученным в работе [7] при начальном давлении 1 тор. На фиг. 5, а они изображены перевернутыми треугольниками (обозначение 3). Кружками (обозначение 1) изображены

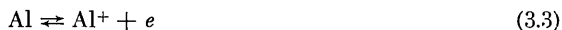
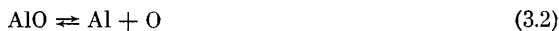


Фиг. 5

результаты измерений интегрального лучистого теплового потока в стенку, отражающую ударную волну, которая распространяется в двухфазной смеси воздух — твердые частицы Al_2O_3 . Эти данные показывают, что интенсивность излучения возросла на порядок величины.

Был проведен расчет лучистого теплового потока от газовой смеси, находящейся за отраженной ударной волной.

В первом приближении этой смеси приписывались параметры, отвечающие состоянию чистого воздуха за отраженной ударной волной при V_s , измеренных в экспериментах с двухфазной средой. Образовавшиеся при испарении твердых частиц молекулы пара окиси алюминия диссоциируют в условиях высокой температуры, а образовавшиеся атомы алюминия термически ионизируются



В результате ионизации появляются свободные электроны, присутствие которых должно усиливать излучение среды за отраженной ударной волной. Рассматривались два номинальных варианта условий за отраженной ударной волной: 1) $8000^\circ K$ и 20 ат ($V_s = 4.6 \text{ км/сек}$ при $p_1 = 5 \text{ тор}$) и 2) $6000^\circ K$ и 10 ат ($V_s = 3.5 \text{ км/сек}$ при

$p_1 = 5 \text{ тор}$). Реакция (3.1) считалась протекающей полностью в сторону распада молекул Al_2O_3 . Глубина диссоциации AlO по реакции (3.2) вычислялась с помощью температурной зависимости константы равновесия этой реакции согласно [13]. При этом для второго варианта условий было показано, что 97% молекул AlO распадаются. Для первого варианта можно считать распавшимися практически все молекулы AlO . Аналогично с помощью соответствующих констант равновесия вычислена степень ионизации атомов алюминия по реакции (3.3). При первом варианте условий ионизованы 15% атомов алюминия, при втором — 5%.

Излучение, обусловленное добавлением частиц окиси алюминия, рассчитывалось, исходя из следующих предположений:

1) поскольку молекулы Al_2O_3 и AlO практически полностью диссоциированы, излучение соответствующих молекулярных полос можно не учитывать;

2) непрерывное излучение, обусловленное свободно-свободными переходами электронов в полях ионов, учитывалось с помощью соотношения Крамерса; непрерывное излучение, обусловленное торможением электронов в полях нейтральных частиц, учитывалось согласно [14];

3) вклад линий алюминия в лучистый тепловой поток не превышает нескольких процентов, поэтому он не принимался во внимание.

Вычисленные значения интегрального лучистого потока нанесены на график фиг. 5 и соединены плавной линией (кривая 1), аналогичной графику интенсивности излучения незапыленного воздуха (кривая 2). Расчетные значения превышают экспериментальные в среднем в 2 раза. Оценивая это расхождение, следует учесть два фактора. Во-первых, температура за отраженной ударной волной в двухфазной среде несколько ниже «номинальной», вычисленной по скорости ударной волны V_s , из-за процессов, происходящих с частицами Al_2O_3 . Во-вторых, скорость отраженной ударной волны в газе, где энергия поглощается какими-либо внутренними процессами, должна быть меньше, чем в чистом воздухе. Вследствие этого толщина излучающего слоя (расстояние отраженной волны от стенки в данный момент после отражения) будет меньше, чем принятая в расчете. Оба фактора снижают величину лучистого теплового потока. Точное определение их влияния требует сложного анализа газодинамики двухфазной среды с большим объемом вычислений на ЭВМ, что не входило в задачу данной работы. Поэтому попытки приблизить расчетные результаты к экспериментальным данным не предпринимались.

Поступила 29 XII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Naufeh A. H. Shock-wave structure in a gas containing ablating particles. *Phys. Fluids*, 1966, vol. 9, No. 12.
2. Tyte D. C. Interaction of metallic powders with a shock wave through an oxidizing atmosphere. *J. Appl. Phys.*, 1966, vol. 37, No. 2.
3. Hooker W. J., Watson R., Morsell A. L. Measurements with powdered solids in shock tube. 6-th Shock Tube Sympos. *Phys. Fluids*, 1969, vol. 15, No. 5, Suppl. 1, p. 169.
4. Elaassar M. F. A., Napier D. H. Combustion of dispersions of hydrocarbons in shock tube. Eight Internat. Shock Tube Sympos. Preprints. Imperial College Science and Technology, 1971.
5. Watson R., Morsell A. L., Hooker W. J. Techniques for conducting shock tube experiments with mixtures of ultrafine solid particles and gases. *Rev. Sci. Ins.*, 1967, vol. 38, No. 8.
6. Рибо Г. Оптическая пиromетрия. М., Гостехиздат, 1934.
7. Поляков Ю. А., Котельникова Н. В. Методика измерения лучистых тепловых потоков при импульсных процессах. *Теплофизика высоких температур*, 1971, № 4.
8. Goldsworthy F. A. The structure of a contact region with application to the reflection of a shock from a heatconducting wall. *J. Fluid Mech.*, 1959, vol. 5, pt 1.
9. DeRienzo P., Pallone A. J. Convective stagnation point heating for re-entry speeds up to 70000 fps including effects of large blowing rates. *AIAA Journal*, 1967, vol. 5, No. 2.