

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДАВЛЕНИЯ ЗА ОТРАЖЕННЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ В ВОДОРОДЕ

А. В. Ильметов, В. И. Титов

(Чебоксары)

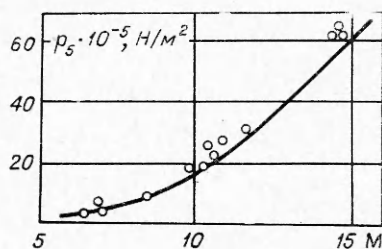
Спектральные свойства водорода при высоких температурах представляют интерес для теории непрерывных спектров, уширения спектральных линий в плазме и для многочисленных астрофизических приложений. Для правильного объяснения необходимо точно определить температуру и давление высокотемпературного газа. Поэтому в данной работе ставилась задача непосредственно измерить давление за мощными отраженными ударными волнами.

Для измерения давления за ударными волнами применялся пьезоэлектрический датчик. Методика изготовления датчика и измерения давления за мощными ударными волнами дана в [1, 2]. Для получения мощных ударных волн использовалась двухдиафрагменная ударная труба [3], камера высокого давления которой имеет длину 2,5 м, камера промежуточного давления 3 м, а камера низкого давления 8 м, внутренние диаметры всех камер равны 0,1 м. Натекание в камеру низкого давления равно  $1,33 \cdot 10^{-1}$  Н/м<sup>2</sup> в минуту.

Для исследования использовался водород высокой чистоты. Измерения проводились при начальном давлении  $(1; 10) \cdot 1,33 \cdot 10^2$  на расстоянии  $0,005 \pm 0,001$  м от торца ударной трубы (80 калибров от второй диафрагмы). Число Маха падающей волны изменялось от 6 до 15, что соответствует скорости падающей волны  $(3-10)10^3$  м/с.

Молекулярный вес водорода невелик, поэтому небольшое натекание воздуха в камеру низкого давления может существенно изменить молекулярный вес исследуемого газа, что приведет к заметному изменению числа Маха падающей ударной волны. Для того, чтобы молекулярный вес исследуемого газа существенно не изменился из-за натекания воздуха, в водород было добавлено 20% аргона, который при таких условиях почти не ионизируется, так как потенциал ионизации его больше потенциала ионизации водорода.

На фигуре представлены зависимости давления за отраженной ударной волной от скорости падающей ударной волны для этой же смеси газов ( $0,8\text{H}_2 + 0,2\text{Ar}$ ). Точками даны экспериментальные значения давления, непрерывной кривой — расчетные, полученные в работе [4], согласно газодинамической теории ударной трубы с учетом изменения энтальпии смеси за счет диссоциации и ионизации водорода.



Фиг. 1

Из сопоставления экспериментальных и расчетных значений видно, что между ними имеется удовлетворительное согласие в пределах ошибок эксперимента.

Поступила 12 VIII 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кольков А. А., Ильметов А. В. Экспериментальное исследование состояния среды за мощными ударными волнами в двуокиси углерода.— ТВТ, 1977, т. 15, № 2.
2. Ильметов А. В. Измерение давления за отраженными волнами в смеси гелия с аргонном.— В кн.: Физика горения и методы ее исследования. Чебоксары, изд. Чебоксарск. ун-та, 1975.
3. Кольков А. А., Ильметов А. В. Экспериментальное изучение давления за отраженными ударными волнами в аргоне при числах Маха 10—35.— «Инж.-физ. журн.», 1975, т. 28, № 4.
4. Плешанов И. В. К расчету параметров химически реагирующего газа за падающей и отраженной ударной волной.— В кн.: Теплофизические свойства и газодинамика высокотемпературных сред. М., «Наука», 1972.

УДК 533.601.4

### ОБ ОДНОМ НЕСТАЦИОНАРНОМ ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ДВИЖЕНИИ ГАЗА

В. А. Дворников  
(Томск)

Осесимметричные нестационарные безвихревые движения газа могут быть описаны системой уравнений [1]

$$(1) \quad r \frac{\partial a}{\partial t} + Nr \frac{\partial a}{\partial r} + T \frac{\partial a}{\partial \theta} + (\gamma_1 - 1) a \left[ \frac{\partial(Nr)}{\partial r} + \frac{\partial T}{\partial \theta} + N + T \operatorname{ctg} \theta \right] = 0,$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} [(N^2 + T^2)/2 + a/(\gamma - 1)] = 0,$$

$$\frac{\partial N}{\partial \theta} - \frac{\partial}{\partial r} (Tr) = 0, \quad a = \frac{dp}{\alpha \rho}, \quad p = A\rho^\gamma,$$

где  $N$ ,  $T$  — соответственно радиальная, тангенциальная компоненты скорости газа;  $a$  — квадрат скорости звука;  $r$ ,  $\theta$  — сферические координаты.

Найдем класс решений системы (1) при условии, что компоненты скорости  $N$ ,  $T$  зависят только от угла  $\theta$  и времени  $t$ . Из третьего уравнения (1) следует

$$(2) \quad N = f(\theta, t), \quad T = f'_\theta(\theta, t).$$

Подставив  $N$ ,  $T$  из (2) во второе уравнение (1), получим выражение квадрата скорости звука через функцию  $f(\theta, t)$

$$(3) \quad a = -(\gamma - 1) [rf'_t + \psi(\theta, t)],$$