

направление теплового потока в момент, когда через эту точку проходит поверхность горения. Через каждую точку поверхности проходит своя линия, значения  $\alpha$  могут быть различными на разных линиях и вдоль каждой из них. Представляет интерес производная  $\frac{\partial \alpha}{\partial t}$ , взятая в «адиабатическом» направлении. На рис. 3 слева от  $AD$  находится топливо,  $BC$  приближенно представляет собой положение участка поверхности горения через время  $\Delta t$ . Поверхность здесь передвинулась на  $\Delta r$  и повернулась на  $\Delta \alpha$

$$AB = v_n [\alpha (A)] \Delta t; \quad DC = v_n [\alpha (D)] \Delta t; \quad \varepsilon C = \Delta v_n \Delta t; \quad AD = \Delta \tau;$$

$$\angle CB \varepsilon \approx \Delta \alpha \approx n \Delta v_n \Delta t \frac{1}{\Delta \tau}.$$

Полагая  $\Delta \tau \rightarrow 0$ ,  $\Delta t \rightarrow 0$ , получим

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = n \frac{\partial v_n}{\partial \tau} = n \frac{d v_n(\alpha)}{d \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial \tau}. \quad (7)$$

Отсюда следует, в частности, прямолинейность «адиабатических» линий для изотропного случая, когда  $v_n = vn$ ,  $v = \text{const}$ . В нашем случае, вычисляя (7) по (6), имеем (см. рис. 2)

$$\frac{dn}{d\alpha} = -\tau, \quad \frac{d\tau}{d\alpha} = n, \quad n \frac{dv_n}{d\alpha} = \frac{d}{d\alpha} \sqrt{\frac{\lambda_{nn}}{\lambda_1}} +$$

$$+ \sqrt{\frac{\lambda_1}{\lambda_{nn}}} \frac{\lambda_n \tau}{\lambda_1} = \sqrt{\frac{\lambda_1}{\lambda_{nn}}} \left( \frac{1}{2} \frac{d}{d\alpha} \frac{\lambda_{nn}}{\lambda_1} + \frac{\lambda_n \tau}{\lambda_1} \right) = 0.$$

Следовательно, вдоль каждой «адиабатической» линии  $\alpha = \text{const}$ ,  $v_n = \text{const}$ . Вспомня определение  $\alpha$  и уравнение линии  $dr = v_n(\alpha) dt$ , видим, что эти линии прямые и являются изоклинами семейства поверхностей горения.

Отсюда следует графический или аналитический способ нахождения поверхности горения. Если начальная поверхность задана в зависимости от двух параметров как  $r_0(a, b)$ , то в момент  $t$  она задается по (8)

$$r = r_0(a, b) + t v_n[\alpha(a, b)]. \quad (8)$$

Поверхность (8) может быть самопересекающейся. Получающиеся в этом случае «петли» следует выбрасывать как не имеющие физического смысла.

Поступила в редакцию  
23/II 1966

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., 1947.

УДК 532.536

#### ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ГАЗА ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Б. П. Миронов, А. В. Фафурин, И. Л. Кузнецов  
(Новосибирск)

При исследовании процессов (тепломассообмена, химических реакций и т. п.), происходящих на поверхности тела, обтекаемого потоком жидкости, весьма важно знать распределение скоростей в пограничном слое. Если среда имеет сравнительно

низкую температуру, то трудности при измерении скорости возникают лишь в непосредственной близости у стенки. Иначе обстоит дело при исследовании в высокотемпературных потоках газа. В этом случае проникнуть в среду, не прибегая к специальному охлаждению зонда, становится невозможным. Однако и применение охлаждения зонда является нежелательным вследствие внесения в поток дополнительных возмущений. Одним из возможных методов исследования скоростного поля бесконтактным способом, а следовательно, свободным от этих недостатков, может служить трассирование потока мелкими частицами [1]. Этим методом в настоящей работе было изме-

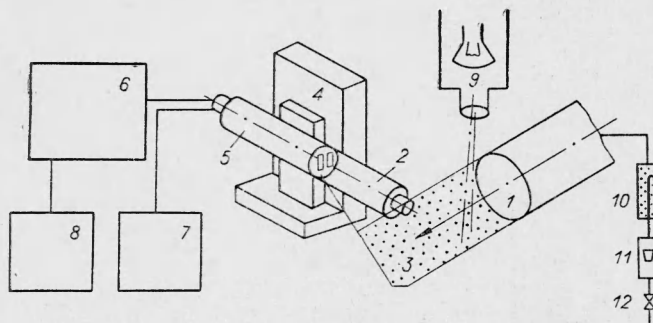


Рис. 1. Схема измерений.

1 — срез трубы; 2 — объектив; 3 — экран со щелями; 4 — координатник; 5 — ФЭУ; 6 — усилитель, дискриминатор; 7 — питание ФЭУ; 8 — осциллограф; подсветка; 10 — сосуд с алюминиевой пудрой; 11 — ротаметр; 12 — регулировочный вентиль воздуха.

рено распределение скоростей в высокотемпературном газе на выходе из цилиндрической трубы.

Опытная установка состояла из электродуговых подогревателей постоянного тока, камеры смешения, в которую поступал нагретый воздух из плазмотронов. Работа плазмотронов была достаточно стабильной, колебания напряжений на них были не больше  $\pm 1\%$ . К камере смешения через конфузور с отношением площадей 100:1 подсоединялась охлаждаемая водой медная труба с внутренним диаметром 18,5 и длиной 950 мм. Внутренняя поверхность трубы была технически гладкой. Большая конфузорность на входе в трубу обеспечивала в этом сечении хорошую равномерность скоростного поля. Температура стенки трубы ( $t_{ст}$ ) измерялась термопарами хк, температура потока ( $t_0$ ) — термопарой ВР5-ВР20.

На рис. 1 представлена схема измерений. На расстоянии 15 калибров от среза трубы в поток газа с постоянным расходом воздуха подавалась алюминиевая пудра. Диаметр цилиндра был выбран с таким расчетом, чтобы средняя скорость вспомогательного воздуха была соизмерима со скоростью витания частиц. При этом расход вдуваемого воздуха был меньше 1% от расхода газа через трубу.

В холодном потоке частицы освещались лампой 500 вт через объектив; в горячем потоке частицы, сгорая, давали ясно видимые треки. Свет от частиц через объектив попадал на экран с двумя щелями и далее на один фотоумножитель ФЭУ-31. Размеры щелей: высота 0,5 мм, ширина 0,07 мм, расстояние между щелями 2 мм. Напряжение на фотоумножитель подавалось от высоковольтного выпрямителя. Сигнал с ФЭУ усиливался усилителем «Вакутроник» VA-V-86 (ГДР).

Уровень дискриминации был около 30 в. Регистрация импульсов производилась на фотопленку с осциллографа ИО-4, работающего в режиме ждущей развертки на

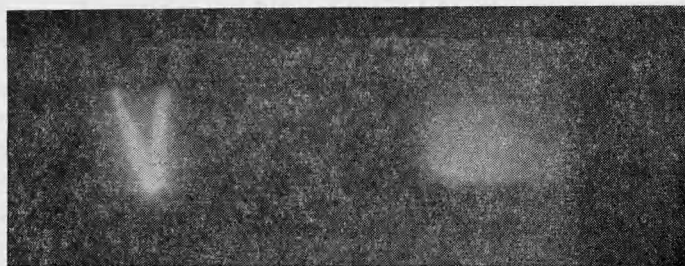


Рис. 2. Осциллограмма, время выдержки — 45 сек.

канале яркости (рис. 2). Так как калибровка времени была практически линейной, то отрезок на фотопленке между импульсами обратно пропорционален скорости потока.

Диапазон изменения скорости в настоящих опытах составлял  $50\text{--}100$  м/сек, что при неизменном масштабе проектирования соответствует интервалу между импульсами на пленке  $6\text{--}12$  мсек.

На экран со щелями проектировалась диаметральная плоскость трубы. Размер щелей, масштаб проектирования (около 2,5) и уровень дискриминации давали возможность просматривать объем в потоке глубиной и высотой около 0,8 и 0,2 мм соответственно. Объектив и фотоумножитель были установлены на координатнике, положение его фиксировалось катетометром КМ-6.

Перед основными опытами были проведены тарировочные измерения на холодном воздухе. Трубкой Пито с диаметром насадки 0,6 мм были измерены профили скорости внутри трубы в сечении, расположенном на 2 мм от среза трубы вниз по потоку. Эти измерения проводились как с подачей вспомогательного воздуха (но без частиц), так и без него. Затем был получен профиль скоростей в холодном потоке с помощью электронно-оптического метода. Результаты этих измерений полностью совпадали, что позволило с уверенностью приступить к исследованию скоростного поля в высокотемпературном потоке (рис. 3).

Техника измерения скорости в этих условиях оставалась такой же, как и в холодном потоке. Следует лишь обратить внимание, что при большой концентрации частиц в горячем воздухе происходит их вспышка. Замечено также, что при высокой температуре потока и холодной стенке возможно налипание частиц на поверхность трубы. С этими нежелательными явлениями можно успешно бороться, работая на малых концентрациях частиц. На качество опытов это не оказывает влияния, так как частицы в горячем газе дают треки с хорошей светимостью.

В электронной аппаратуре помехи от работающего плазмотрона были незначительны и легко подавлялись дискриминатором. Это объясняется тем, что питание измерительной аппаратуры было независимое, а заземление ее осуществлено на достаточном удалении от плазмотрона. Кроме того, частота помех была значительно ниже частоты исследуемого сигнала и подавлялась фильтрованием.

Рис. 3. Распределение скоростей по радиусу трубки ( $Re_D \approx 10^5$ ).

1 — измерения трубкой Пито,  $\Psi=1$ ; 2 — измерения частицами,  $\Psi=1$ ; 3 — измерения частицами,  $\Psi=0,2$ ; 4 — опыт Никурадзе ( $Re_D = 1,1 \cdot 10^5$ ) [3]

Из рис. 3 видно, что точки, полученные в высокотемпературном потоке при  $\psi = T_{ст}/T_0 = 0,2$  в турбулентном ядре пограничного слоя, практически совпадают с изотермическими продувками. Аналогичные данные, где не замечено влияние неизотермичности на распределение скоростей в турбулентном ядре, были получены охлаждаемым пневмозондом (поле температур измерялось отдельно) в работе [3].

Следует отметить, что в непосредственной близости у стенки ( $y/R_0 < 1$ ,  $y$  — ордината, отсчитываемая от стенки,  $R_0$  — радиус трубы) число импульсов существенно уменьшается, а пульсации увеличиваются, вследствие чего осциллограмма становится малоудобной для расшифровки. Для измерений в этой зоне, по-видимому, потребуются некоторые усовершенствования (уменьшение размеров частиц, увеличение чувствительности и т. д.).

Поступила в редакцию  
7/1 1967

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Трохан, И. Л. Кузнецов и др. ФГВ, 1966, 1.
2. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М., ИЛ, 1965.
3. Н. М. Белянин. ПМТФ, 1964, 4.