

где L — теплота испарения единицы массы. Скорость фронта испарения определяется формулой

$$V = \frac{q}{\rho[L + 2.2(1 - 0.08R)kT_0/m]}$$

Здесь ρ — плотность конденсированного вещества. Для импульса отдачи, действующего на мишень, можно получить выражение

$$\frac{p}{q} = \frac{1.69(1 - 0.04R)\sqrt{kT_0/m}}{L + 2.2(1 - 0.08R)kT_0/m}$$

Из потока атомов, налетающих на поверхность

$$I_- = \int_{-\infty}^0 v_x \beta f_2(v) dv = \beta n_1 u_1 \varphi_1(M)$$

конденсируется часть $I_{-c} = (1 - R)I_-$, что составляет менее 20% потока испаренных атомов $I_{+1} = (1 - R)n_0\sqrt{kT_0}/2\pi m$

$$\frac{I_{-c}}{I_{+1}} = 0.185(1 - R)(1 + 0.32R + \dots)$$

В заключение автор благодарит С. И. Анисимова за полезное обсуждение.

Поступила 9 VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Анисимов С. И. Об испарении металла, поглощающего лазерное излучение. ЖЭТФ, 1968, т. 54, № 1.
2. Ландау Л. Д., Lifshits E. M. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
3. Тамм И. Е. О ширине ударных волн большой интенсивности. В сб. «Квантовая теория поля и гидродинамика». М., «Наука», 1965.
4. Mott-Smith H. M. The solution of the Boltzmann equation for a Shock wave. Phys. Rev., 1951, vol. 82, No 6.
5. Ландау Л. Д., Lifshits E. M. Статистическая физика. М.—Л., Гостехиздат, 1951.

УДК 533.6.078:533.6.011.55

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗМЕРОВ СЛЕДА И РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ГАЗА В НЕМ ЗА ЗАТУПЛЕННЫМ ТЕЛОМ, ДВИЖУЩИМСЯ С ГИПЕРЗВУКОВОЙ СКОРОСТЬЮ

С. Ю. ЧЕРНЯВСКИЙ

(Москва)

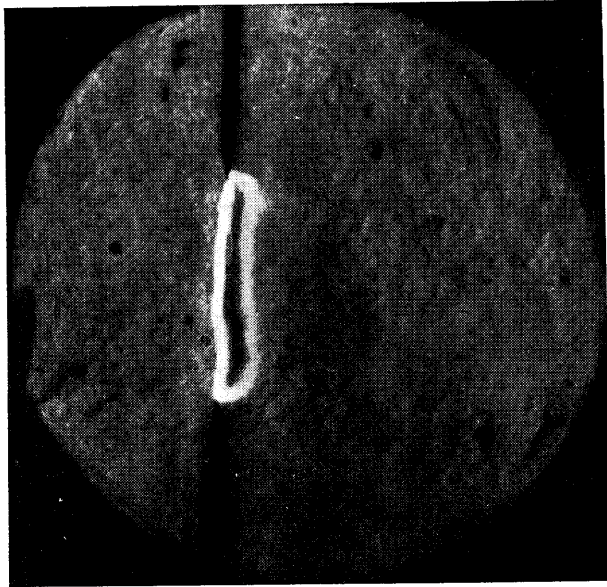
Приведена методика и результаты экспериментального исследования на аэробаллистической установке размеров турбулентного следа и радиального распределения скорости газа в нем за затупленным телом, движущимся в воздухе с гиперзвуковой скоростью.

В ряде работ, например [1, 2], приведены экспериментальные результаты изучения размеров следов, а в [3–5] — осевого и радиального распределений скорости газа в них за сферами, летящими в воздухе с гиперзвуковыми скоростями. В настоящей работе эти исследования проведены на моделях в виде цилиндров малого удлинения диаметром 12,7 мм со сферической головной частью.

1. Исследования проводились на установке, состоящей из легкогазовой пушки для метания моделей и герметизированной баллистической трассы. Картина течения газа около модели и в следе регистрировалась с помощью оптической системы, включающей в себя искровой источник света с длительностью вспышки $\sim 0.5 \cdot 10^{-7}$ сек [6], теневой прибор ТЕ-19 и фотоаппарат. Скорость модели определялась фотоэлектрической системой с погрешностью не более 0,15%, давление воздуха в трассе регистрировалось образцовым манометром с ошибкой не более 1%.

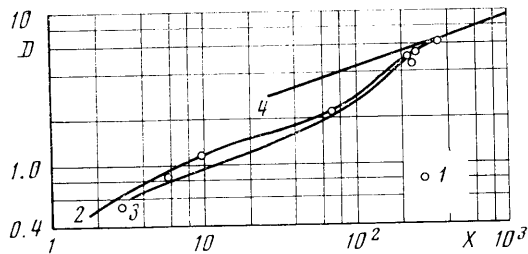
Измерение скорости газа в следе за моделью проводилось методом последовательных электрических разрядов [3]. Модель пролетала в промежутке между двумя иглообразными разрядниками, установленными перпендикулярно траектории полета и удаленными один от другого на расстояние 37 мм.

На разрядники подавались импульсы напряжения 16 кВ длительностью 1 мксек от генератора высоковольтных импульсов, вызывавшие пробой разрядного промежутка. Интервалы времени между импульсами выбирались таким образом, чтобы каждый последующий пробой происходил в плазменном шнуре предшествующей искры, и составляли в среднем $30 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$. По фотографиям последовательных разрядов



Фиг. 1

измерялся профиль смещения потока и определялось радиальное распределение скорости газа в следе. В отличие от [3], где использовались серии из 10 и более импульсов, в настоящей работе производилось лишь два или три разряда. Как показано в [4], это уменьшает ошибку в скорости, вызванную дрейфом ионов в разрядном промежутке при длительном воздействии электрического поля. Искровые разрядники были расположены в вертикальной плоскости в поле зрения теневого прибора. Генератор высоковольтных импульсов запускался системой синхронизации установки одновременно с источником света теневого прибора. При этом на фотографии получались изображения следа и последовательных искровых разрядов. Взаимное



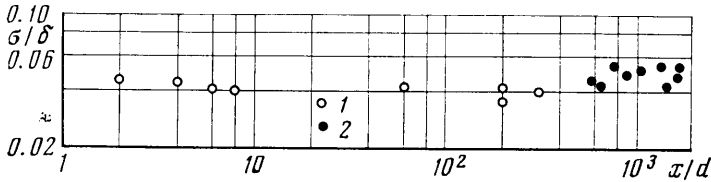
Фиг. 2

положение оси следа и разрядного промежутка, а также форма разрядов контролировались фотосъемкой в направлении, образующем с траекторией полета и осью разрядников углы 45° . Значения скорости газа в следе в одном эксперименте определялись с погрешностью, не превышающей 10%.

Была сделана попытка определения скорости газа в турбулентном следе путем измерения сноса тепловой метки, образованной единственным искровым разрядом [3]. Метод дал хорошие результаты при скорости полета модели $V=2 \text{ км/сек}$, однако при $V=3 \text{ км/сек}$ отчетливой метки в турбулентном следе получить не удалось

2. Измерения проводились при скорости $V=3$ км/сек и давлении воздуха $p=145$ мм рт. ст. Фотографии следа и искровых меток на расстоянии $x=300d$ от модели (d — диаметр модели) приведены на фиг. 1. Интервал между импульсами 30 мксек. Числа Маха и Рейнольдса, вычисленные по параметрам набегающего потока и диаметру модели, $M=8.7$, $Re=0.52 \cdot 10^6$. При этих условиях след за моделью был турбулентный, начиная с $x=1.3d$ от дна, что близко к величине $x=1.16d$, полученной в [7] для сферы.

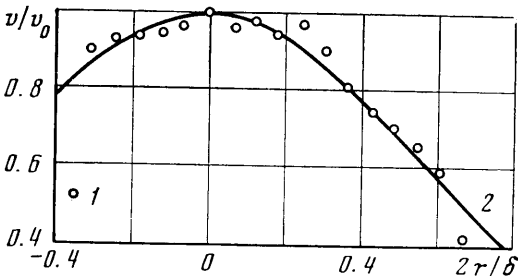
В [2, 8] показано, что распределение коэффициента перемежаемости турбулентных следов за сферами в широком диапазоне расстояний от модели является гауссовым. В предположении, что это верно и для следов за цилиндрическими моделями со сферическим затуплением, средняя ширина следа δ и среднеквадратическое от-



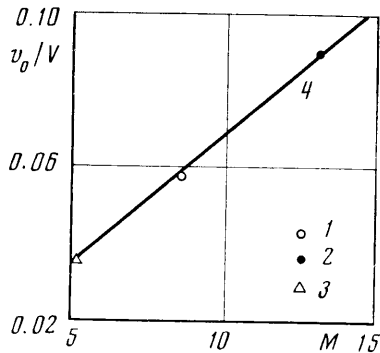
Фиг. 3

клонение его границы σ в работе вычислялись по формулам: $\delta=(\delta_1+\delta_2)/2$, $\sigma=(\delta_1-\delta_2)/12$, где δ_1 и δ_2 — расстояния между огибающими максимумов и минимумов границы следа соответственно. Указанный метод определения δ и σ позволил избежать применения трудоемкого статистического анализа границ следа и существенно упростил обработку фотографий. Одновременно повысилась точность измерений δ и σ вблизи движущихся с гиперзвуковыми скоростями затупленных тел, где границы вязкого следа выглядят недостаточно отчетливыми из-за влияния невязкого следа.

На фиг. 2 представлена зависимость 1 средней ширины следа $D=\delta/\sqrt{c_x s}$ от $X=x/\sqrt{c_x s}$ ($c_x=0.9$ — коэффициент сопротивления, s — площадь мидела модели). Там же приведены результаты 2, полученные для сферы при $M=8.5$ расчетным путем [9], хорошо согласующиеся с экспериментальными [1] ($M=8.0$; $Re=0.33 \cdot 10^6 \div 2.5 \cdot 10^6$),



Фиг. 4



Фиг. 5

а также экспериментальные результаты 3 из [2] для больших значений числа Re ($M=8.0 \div 9.5$, $Re=2.7 \cdot 10^6 \div 4.1 \cdot 10^6$). Видно, что развитие турбулентного следа за цилиндрами со сферическим затуплением и за сферами при $M=8.5$ практически совпадает и не зависит от Re в диапазоне $0.3 \cdot 10^6 \leq Re \leq 4 \cdot 10^6$, а при $x \geq 270d$ ширина следа хорошо описывается формулой $\delta/\sqrt{c_x s}=0.93 (x/\sqrt{c_x s})^{1/3}$ (кривая 4).

На фиг. 3 представлены полученные в настоящей работе значения σ , отнесенные к δ (точки 1). Там же даны величины 2, вычисленные с помощью статистического анализа границ следа для сфер при $M=9.1$ и $Re=0.18 \cdot 10^6$ [2]. В диапазоне $2 \leq x/d \leq 2000$ отношение σ/δ изменяется мало и в среднем составляет 0.045.

Измеренные значения 1 скорости газа v на различных расстояниях r от оси следа при $V=3$ км/сек, $p=145$ мм рт. ст. и $x=300d$, отнесенные к v_0 — скорости на оси, представлены на фиг. 4. Они получены обработкой по методу наименьших квадратов радиальных профилей скорости, полученных в 10 экспериментах. Среднеквадратические отклонения от средних значений составляют 5% вблизи оси следа

и до 15% на периферии. Для условий эксперимента $v_0=0.057V$. Радиальный профиль скорости на фиг. 4 хорошо аппроксимируется кривой $2 v/v_0 = \exp(-2r/ad)$, где $a=0.8$. Используя результаты [4], нетрудно показать, что указанная формула справедлива и при $M=12.8$, $Re=0.4 \cdot 10^6$ для $300 \leq x/d \leq 2400$.

На фиг. 5 представлены в зависимости от M величины v_0/V , полученные в настоящей работе (точки 1), а также в [4] и [5] (точки 2 и 3) для $x=300d$ и $Re=0.5 \cdot 10^6$. Видно, что в исследованном диапазоне экспериментальные результаты можно аппроксимировать линейной зависимостью $v_0/V=0.69 \cdot 10^{-2} M$ (прямая 4).

Автор благодарит Н. Н. Баулина, А. С. Мкртумова и Ю. Н. Урбановича за помощь в проведении экспериментов.

Поступила 24 IX 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Slattery R. E., Clay W. G. Width of the turbulent trail behind a hypervelocity sphere. Phys. Fluids, 1961, vol. 4, No. 10.
2. Levensteins Z. J., Krumins M. V. Aerodynamic characteristics of hypersonic wakes. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 9.
3. Lahaye C., Leger E. G., Lemay A. Wake velocity measurements using a sequence of sparks. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 12.
4. Lahaye C., Jean L., Doyle H. Velocity distributions in the wakes of spheres. AIAA Journal, 1970, vol. 8, No. 8.
5. Гурьяшкин Л. П., Подобин В. П., Сурикова И. М. Экспериментальное исследование скоростей в турбулентном следе за телами вращения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 3.
6. Чернявский С. Ю. Искровой источник света. Авт. свид., Кл. НО1J, 61/80, опубл. 26 февр. 1975, № 461466. Открытия, изобретения, промышленные образцы, товарные знаки, 1975, № 7.
7. Wilson L. N. Body-shape effects on axisymmetric wakes: transition. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 10.
8. Schapker R. L. Statistics of high-speed turbulent wake boundaries. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 11.
9. Lees L., Hromas L. Turbulent diffusion in the wake of a blunt-nosed body at hypersonic speeds. J. Aerospace Sci., 1962, vol. 29, No. 8.

Технический редактор Н. С. Евсеева

Сдано в набор 16/III-1976 г.	Т-06067	Подписано к печати 24/V-1976	Тираж 1935 экз.
Зак. 378	Формат бумаги 70×108 ^{1/16}	Усл. печ. л. 14,7 Бум. л. 5 ^{1/4}	Уч.-изд. л. 16,4

2-я типография издательства «Наука», Москва, Шубинский пер., 10