

где i_{e0} , i_{-e0} — энтальпии торможения верхнего и нижнего потоков. В расчете принималось $\text{Pr}_T = 0.7$, для $M_e = 2$ скорость $u_1(0)$ считалась также при $\text{Pr}_T = 0.5$ и I (точки 2 и 3). Рассчитанная зависимость сравнивается с известными решениями Корста [2], Абрамовича [3] и аппроксимацией Нэша [4] (кривые 4, 5, 6)

$$u_1^2(0) = 0.348 + 0.018M_e$$

В решении Корста $u_1(0) = 0.62$ при $M_e = 0$, что не совпадает с полученным Толмином [6] значением $u_1(0) = 0.584$, поэтому Нэш и предложил аппроксимацию (3.1), которая при $M_e = 0$ дает $u_1(0) = 0.59$. В полученном численном решении $u_1(0) = 0.588$ при $M_e = 0.5$, что согласуется с толминовским значением. Приведенные результаты показывают, что система уравнений (2.3) достаточно хорошо описывает безградиентную турбулентную зону смешения. На фиг. 2 представлены автомодельные профили $u_1(\zeta_1)$ для чисел Маха $M_e = 0.5, 1, 2, 4$ (кривые 1, 2, 3, 4) при $u_{-e}/u_e = 0.05$, $i_{e0} = i_{-e0}$ и $\text{Pr}_T = 0.7$. Отметим, что соответствующим образом смещая профиль Гертлера для несжимаемой жидкости (например, совмещая значения скоростей на разделяющей линии тока)

$$u_1(\zeta_1) = 1 - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{u_{-e}}{u_e} \right) \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\zeta_1} \exp \left(-\frac{\zeta_1^2}{4} \right) d\zeta_1 \right)$$

можно получить удовлетворительное описание полученных автомодельных профилей скорости. Переменная ζ_1 связана с ранее введенной переменной ζ соотношением $d\zeta = u_1(\zeta_1) d\zeta_1$.

Автор благодарит И. Н. Мурзинова за советы и замечания.

Поступила 15 I 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Мурзинов И. Н., Шинкин Г. П. Ламинарное смешение потоков газа при наличии градиента давления. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 2.
2. Korst H. A theory for base pressures in transonic and supersonic flow. J. Applied Mech., 1956, vol. 23, No. 4.
3. Абрамович Г. Н. К теории свободной струи сжимаемого газа. Тр. ЦАГИ, 1939, № 377.
4. Nash I. An analysis of two-dimensional turbulent flow, including the effect of the approaching boundary layer. ARC R and M. 1963, No. 3344.
5. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
6. Tollmien W. Berechnung turbulenter Ausbreitungsvorgänge. ZAMM, 1926, Bd 6, Nr 6, S. 468.

УДК 532.526.011.55

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТЕЙ В ТУРБУЛЕНТНОМ СЛЕДЕ ЗА ТЕЛАМИ ВРАЩЕНИЯ

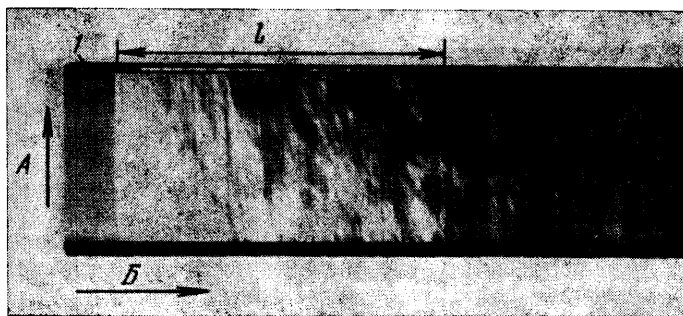
Л. П. ГУРЬЯШКИН, В. П. ПОДОВИН, И. М. СУРИКОВА

(Москва)

Приводится краткое описание методики измерения скорости на оси турбулентного следа и профиля скоростей поперек следа на расстоянии от 10 ÷ 2000 калибров. Испытания были проведены методом отстрела моделей в спокойном воздухе при атмосферном давлении и комнатной температуре. Измерения проводились в следе за шаром и диском, торец которого поставлен перпендикулярно направлению потока. Скорость отстрела была порядка 1800 м/сек. Диаметр шара 8 и 12 мм, диаметр диска 5 мм. Получено эмпирическое выражение, устанавливающее связь между коэффициентом сопротивления тела и скоростью на оси следа, общее для шара и дис-

ка. В испытаниях число $M = 5.3$, число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам набегающего потока и диаметру модели, для шара $10^6 \div 1.5 \cdot 10^6$, для диска $0.6 \cdot 10^6$.

Измерение скорости вдоль оси следа проводилось методом временной развертки [1-3] и методом местной визуализации [4-6]. Импульсная лампа давала световой поток длительностью порядка нескольких миллисекунд. При помощи оптической системы создавался параллельный поток света, который пронизывал след перпендикулярно его оси. Изображение следа при помощи объектива проектировалось на фотопленку, которая устанавливалась в ждущем фоторегистраторе и перемещалась перпендикулярно продольной оси следа. В момент появления модели в поле фотографирования включалась импульсная лампа. Каждая оптическая неоднородность, движущаяся в следе и попавшая в поле щелевой диафрагмы, оставляла на движущейся пленке свою траекторию — трек, наклон которой к направлению развертки пропорционален ее скорости. На фиг. 1 приведена типичная фоторегистрограмма следа за шаром. Стрелкой A указано направление полета модели со скоростью 1740 м/сек , а стрелкой B — направление движения пленки со скоростью 25 м/сек . Белая полоса l получалась от пролета модели вдоль щели.



Фиг. 1

Скорость в следе вычислялась по формуле $v = v_s \operatorname{tg} \alpha$, где v — искомая скорость оптической неоднородности в следе, v_s — линейная скорость пленки, α — угол между направлением движения пленки и полосой градиента плотности.

Методическая ошибка определения скорости в следе с учетом неточности определения угла наклона трека, скорости пленки и размытия полосы градиента плотности составляла $\sim 15\%$. В этой оценке не учитывалось движение оптических неоднородностей в направлении, перпендикулярном оси следа. Были проведены исследования, которые показали, что скорость в поперечном направлении во много раз меньше скорости вдоль оси следа.

Обрабатывались исходные данные только тех экспериментов, в которых центр модели, пролетающей вдоль щели, отклонялся по вертикали не более чем на $1/4$ диаметра модели.

Координата следа, в которой измерялась скорость оптической неоднородности, определялась с точностью $\pm 5 \div 10$ калибров по формуле $\bar{x} = v_m l / v_s d$, где v_m — скорость полета модели, l — расстояние, измеренное по пленке от трека модели (см. фиг. 1) до трека градиента плотности, \bar{x} — расстояние от модели вдоль оси следа, отнесенное к диаметру мишени модели, d — диаметр мишени модели.

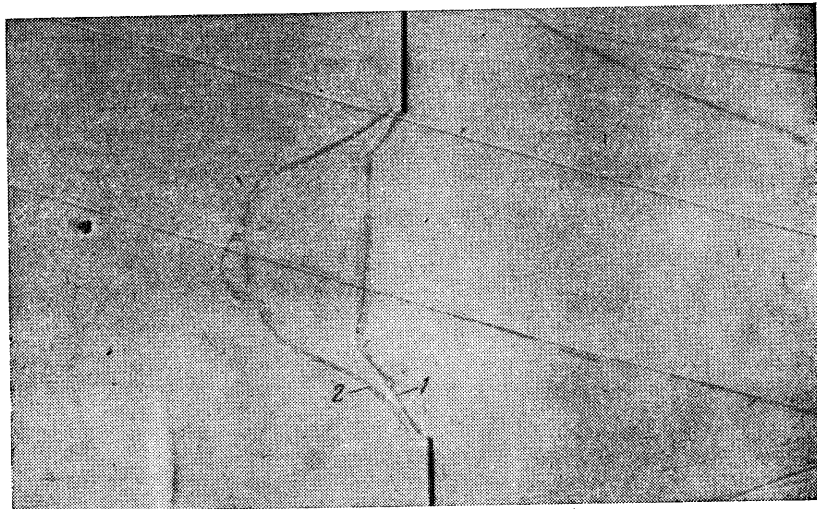
Полосы на фотопленке давала любая оптическая неоднородность, которая попадала в поле щелевой диафрагмы, независимо от ее положения поперек следа, поэтому методом временной развертки после статистической обработки можно определить только порядок скорости и качественное изменение ее вдоль оси следа.

Для измерения профиля скорости газа в сечении следа был применен метод местной визуализации. Сущность метода состояла в наложении на исследуемый поток цилиндрической тепловой метки, созданной при помощи искрового разряда длительностью 1 мксек между электродами, расстояние между которыми 50 мм .

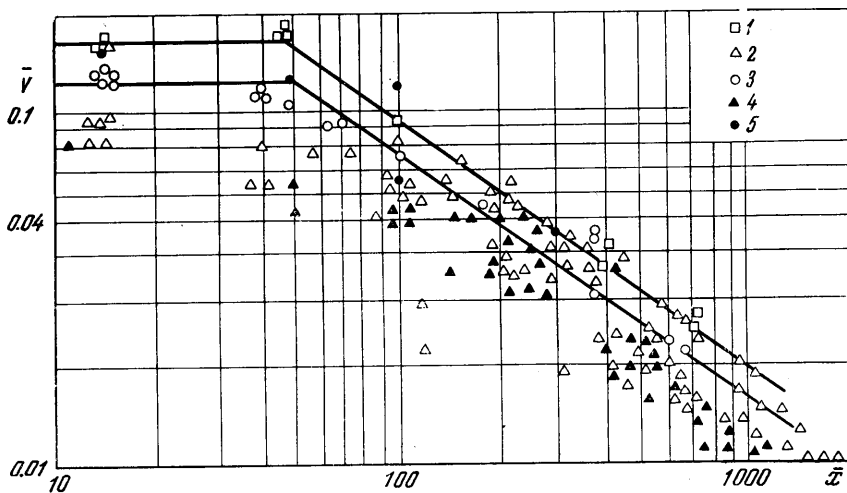
После пролета модели между электродами через заданный промежуток времени (t_0) происходило двойное фотографирование тепловой метки с интервалом времени 65 мксек на один и тот же кадр фотопленки. В результате получалось два наложенных одно на другое теневых изображения тепловой метки, которая за интервал времени между моментами фотографирования сносилась спутным течением в следе и принимала форму, соответствующую профилю скоростей (см. фиг. 2). На фиг. 2 цифрами 1 и 2 показано положение тепловой метки в момент первого и второго

фотографирования. Расстояние от шара до сечения, в котором проводилось измерение профиля скоростей, было равно 54 калибрам. За несколько микросекунд перед двойным фотографированием происходил электрический разряд между электродами.

При обработке негативов с тепловой меткой было сделано допущение, что за интервал времени между моментами фотографирования скорость воздуха в следе и скорость полета модели были постоянны. Профиль скоростей определялся путем из-



Фиг. 2



Фиг. 3

мерения смещения тепловой метки за известный интервал времени. Расстояние от модели до сечения, в котором измерялся профиль скоростей, определялось по формуле

$$\bar{x} = (v_m t_0 + \frac{1}{2} v_m t) / d$$

где t_0 — время между моментами пересечения моделью плоскости фотоблокировки и двойным фотографированием. Первый член дает расстояние, которое пролетала модель за время t_0 . Второй член дает половину расстояния, которое пролетала модель за время между моментами двойного фотографирования (t).

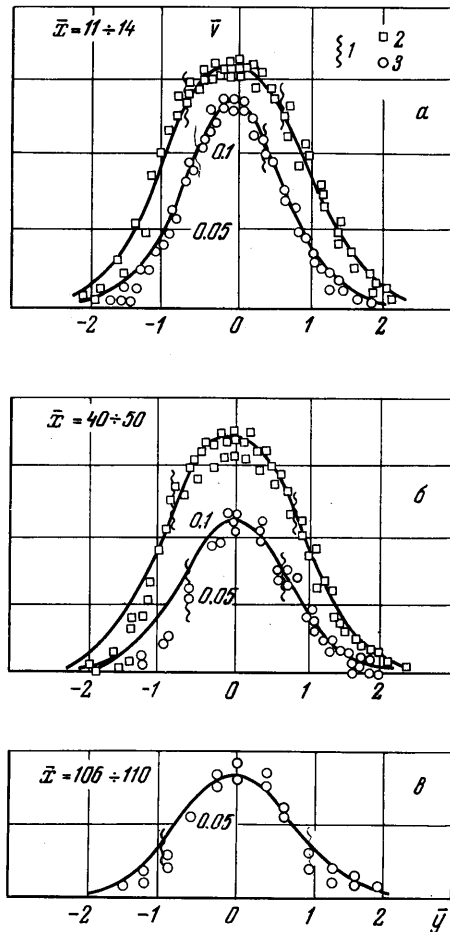
Относительная погрешность измерения профиля скоростей в зависимости от величины сноса тепловой метки менялась от 10% на оси следа до 100% в области, где снос не превышал 0.5 мм. Оптическая неоднородность с тем большей точностью следит за потоком, чем меньше ее плотность отличается от плотности окружающей среды. С этой целью энергия электрической искры в настоящей работе выбиралась минимальной, при которой еще мог проходить электрический разряд, и была равна 0.16 дж. Погрешность измерения скорости, вызванная разностью плотностей в тепловой метке и окружающей среде, была меньше 4%. В работе [7] погрешность 4% получалась при отношении энергии тепловой метки к энергии потока газа, за протекающую между электродами за время длительности пробоя, равном ~ 2 . В данной работе это отношение ~ 0.3 .

В работе [6] профиль скоростей в следе измерялся методом последовательных электрических разрядов. Сущность этого метода заключалась в том, что линии электрических разрядов фотографировались на темном фоне на один кадр фотошленки. После первого электрического разряда в следе какое-то время сохранялись ионизированные молекулы воздуха по линии разряда. Затем через заданный интервал времени (10 мксек) происходил второй электрический разряд по линии ионизированных молекул воздуха, которые за это время сносились спутным течением в следе на некоторое расстояние.

Таким образом проводилось несколько электрических разрядов. Недостатком этого метода является то, что интервал времени между электрическими разрядами не должен превышать временного масштаба турбулентности. В противном случае будет происходить размытие ионизированной дорожки и электрический разряд будет проходить по произвольному пути по линии наименьшего сопротивления. В этом случае ошибка в определении скорости на оси следа может достигать $\sim 30\%$. Метод, примененный авторами, не имеет этого недостатка, так как наблюдение проводится за оптической неоднородностью, вызванной электрическим разрядом. Время существования тепловой метки в неподвижном воздухе ~ 1000 мксек.

Результаты измерения скорости течения воздуха на оси вязкого следа за шаром и диском, полученные методом временной развертки и методом местной визуализации, представлены в логарифмическом масштабе на фиг. 3, где по оси абсцисс отложено расстояние в калибрах, а по оси ординат — скорость в следе, отнесенная к скорости полета модели (точки 1, 2 — значения величины скорости в следе за диском, полученные методом местной визуализации и временной развертки соответственно; 3, 4 обозначают скорость в следе за шаром, измеренную методом местной визуализации и временной развертки; 5 — результаты работы [6]).

Наблюдается большой разброс экспериментальных точек, полученных методом временной развертки, а также большое отличие измеренных скоростей методом временной развертки и методом местной визуализации, которое достигает до 60% в интервале \bar{x} от 50 до 200 калибров. Такое большое отличие в измерении скорости двумя методами и большой разброс экспериментальных точек в методе временной развертки происходит в результате большой неравномерности профиля скоростей поперек следа. Шлиренфотографии в методе временной развертки характеризуются осредненными поперек следа величинами, и следует ожидать, что измеренная этим методом средняя скорость воздуха в вязком следе будет меньше действительной



Фиг. 4

скорости. Метод местной визуализации дает значения скорости в следе, близкие к реальным, так как наблюдаемая метка вносилась непосредственно на ось следа.

По экспериментальным точкам, полученным методом местной визуализации, для участка следа от 50 и больше калибров было получено эмпирическое выражение изменения скорости в зависимости от расстояния, общее для шара и диска

$$\bar{v} = 1.7c_x \bar{x}^{-2/3}$$

где c_x — полный коэффициент сопротивления модели. Коэффициент сопротивления для диска был взят равным 1.6 [8], а для шара 0.9 [9]. На участке следа от 10 до 50 калибров скорость не менялась и была равна 0.16 и 0.12 соответственно в следе за диском и шаром. На этой же фигуре представлены экспериментальные значения скорости на оси следа за шаром, летящим со скоростью 1200 м/сек, из работы [6], которые хорошо совпадают с результатами авторов.

На фиг. 4 приведены профили скоростей в плоскости, проходящей через продольную ось следа на фиксированных расстояниях от модели (\bar{y} — расстояние, отсчитываемое по перпендикуляру от оси следа; 1 — граница вязкого ядра турбулентного следа; 2 — профиль скоростей в следе за диском; 3 — профиль скоростей в следе за шаром). Обработывались только те негативы, которые были получены при пролете центра модели на расстоянии не больше $1/4$ диаметра мишени модели от вертикальной линии, соединяющей электроды, имеющие концы в форме игл. Экспериментальный профиль скоростей был получен из данных 5 ÷ 6 опытов. Разброс экспериментальных точек на оси следа в результате отклонения траектории полета модели не превышал точности измерения.

Экспериментальный профиль скоростей для всех значений удовлетворительно совпадает с кривой Гаусса (сплошная линия), что свидетельствует об автоматичности профиля [10]. Границы вязкого ядра следа, которые приведены на фиг. 4, были взяты из работ [11] и [12]. Отношение скорости на границе вязкого следа к скорости на оси следа (\bar{v}_1) как за шаром, так и за диском при фиксированном x одинаково и изменяется с изменением x . Так, при $\bar{x} = 11 \div 14, 40 \div 50, 106 \div 110$ кадрирам $\bar{v}_1 = 0.84, 0.67, 0.45$ соответственно. Профили скоростей, приведенные на фиг. 4, согласно критерию Ликудиса [13] относятся к дальнему следу. Применяв схему изобарического следа, по этим профилям можно определить профили температуры и плотности [14].

Поступила 29 XII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Washburn W. K., Goldburg A., Melcher B. M. Hypersonic cone wake velocities obtained from streak pictures. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 8. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1964, № 8.)
2. Hidalgo H., Taylor R. L., Keck J. C. Transition in the viscous wakes of blunt bodies at hypersonic speeds. JASS, 1962, No. 11, pp. 1306—1316.
3. Slattery R. E., Clay W. G. The turbulent wake of hypersonic bodies ARS Journal, 1962, vol. 32, pp. 1427—1429. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1962, № 9.)
4. Kyser J. V. Tracer-spark technique for velocity mapping of hypersonic flow fields. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 2, pp. 393—394. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1964, № 2.)
5. Kyser J. V. Reply by author to G. Rudinger. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 8, pp. 1517, 1518. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1962, № 8.)
6. Lahaye C., Leger E., Lemay A. Radial and axial velocity profiles of hypersonic and supersonic wakes measured by the sequential spark method. AGAR Dograph, 1967, No. 19, pp. 48.
7. Саламандра Г. Д., Федосеева И. К., Быкова Н. М. Измерение скорости газа за ударной волной. Инж.-физ. ж., 1964, т. 7, № 5, стр. 96.
8. Красильщиков А. П., Подобин В. П., Носов В. В. Систематические экспериментальные данные по сопротивлению острых и затупленных конусов при гиперзвуковых скоростях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, вып. 3.
9. Красильщиков А. П., Подобин В. П. Экспериментальное исследование аэродинамических характеристик шара в свободном полете до чисел $M \sim 15$. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, вып. 4.
10. Гиневский А. С. Теория турбулентных струй и следов. М., «Машиностроение», 1969.
11. Knystautas R. Growth of the turbulent juner wake behind 3-in diam spheres. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 8, pp. 1485, 1486. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1964, № 8.)

12. Lees L., Hromas L. Turbulent diffusion in the wake of a blunt-nosed body at hypersonic speeds. IAS, 1962, vol. 29, pp. 976—993. (Рус. перев.: Механика, 1963, № 6.)
13. Lykoudis. A review of hypersonic wake studies. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 2, pp. 557—590. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1966, № 2.)
14. Fox J., Rungaldier H. Anemometer measurements of velocity and density in projectile wakes. AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 2, pp. 270—276.

УДК 532.525.011.55

К РАСЧЕТУ ГИПЕРЗВУКОВЫХ НЕРАВНОВЕСНЫХ ТЕЧЕНИЙ В СОПЛАХ С ВОЗБУЖДЕННЫМИ КОЛЕБАТЕЛЬНЫМИ СТЕПЕНЯМИ СВОБОДЫ

Т. В. ПОГРЕБНАЯ, О. Ю. ПОЛЯНСКИЙ

(Москва)

Предложен метод расчета неравновесных невязких течений двухатомного газа с возбужденными колебательными степенями свободы в соплах гиперзвуковых аэродинамических установок.

Показано, что при заданных параметрах торможения и заданной геометрии сопла знание еще двух величин: замороженной энергии колебаний и приращения энтропии в процессе неравновесного расширения, позволяет свести расчет неравновесного течения в рабочей части гиперзвукового сопла к расчету течения совершенного газа с новыми («эффективными») параметрами торможения и новым значением критического сечения сопла, которые находятся из простых алгебраических соотношений.

Приведены формулы и графики, позволяющие просто и с достаточно высокой точностью рассчитать газодинамические параметры течения двухатомного газа, в частности азота.

1. Исследованию течений газа с колебательной релаксацией в соплах посвящено довольно большое количество работ, например [1—3]. Интерес к таким течениям вызван тем, что они позволяют с помощью наиболее простой модели исследовать ряд особенностей, присущих неравновесным течениям вообще. С другой стороны, такие течения представляют практический интерес, например, при применении азота в аэродинамических установках при условиях, когда можно учитывать только возбуждение колебательных степеней свободы.

В настоящее время общие закономерности неравновесных течений с колебательной релаксацией изучены достаточно полно. Общий характер развития течения следующий: в начале дозвуковой части сопла состояние газа будет практически равновесным; далее по мере расширения потока и связанного с ним падения температуры и давления происходит резкое уменьшение скорости колебательной релаксации и состояние газа начинает отклоняться от равновесного. Обычно этот процесс очень быстро заканчивается замораживанием колебательных степеней свободы.

На практике часто представляет интерес знание газодинамических параметров в гиперзвуковой области сопла, где колебания заморожены (эту область в дальнейшем будем обозначать областью $\{f\}$). В этом случае применимы асимптотические методы, позволяющие значительно упростить задачу. Ниже предлагается методика, основанная на эквивалентности течения замороженного реального газа и совершенного, удобная для практического применения.

2. Рассмотрим течение двухатомного газа с колебательной релаксацией в гиперзвуковом сопле. Если пренебречь вязкостью и теплопроводностью, то течение будет адиабатическим, но неизэнтропическим. (Рост энтропии обусловлен процессом неравновесной дезактивации колебательных степеней свободы.) Будем считать, что газ в форкамере находится в состоянии полного термодинамического равновесия при температуре T_0 и давлении p_0 . Весь анализ будем проводить в рамках одномерного приближения. Как обычно, предположим, что распределение молекул по колебательным уровням бальмановское. В этом случае газ можно рассматривать как совокупность двух подсистем: подсистемы активных степеней свободы, характери-