

28. Lundell J. H., Dickey R. R. Graphite ablation at high temperatures. AIAA Paper № 71—418, 1971.
29. Dolton T. A., Maurer R. E., Goldstein H. E. Thermodynamic performance of carbon in hypersonic environments. AIAA Paper № 68—754, 1968.
30. Баранов В. Н. Приближенное аналитическое решение уравнений движения при спуске в атмосфере. — Космические исследования, 1978, т. 16, вып. 3.

УДК 532.529

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ СВЕРХЗВУКОВЫМ ДВУХФАЗНЫМ ПОТОКОМ

А. П. Алхимов, Н. И. Нестерович, А. Н. Папырин

(Новосибирск)

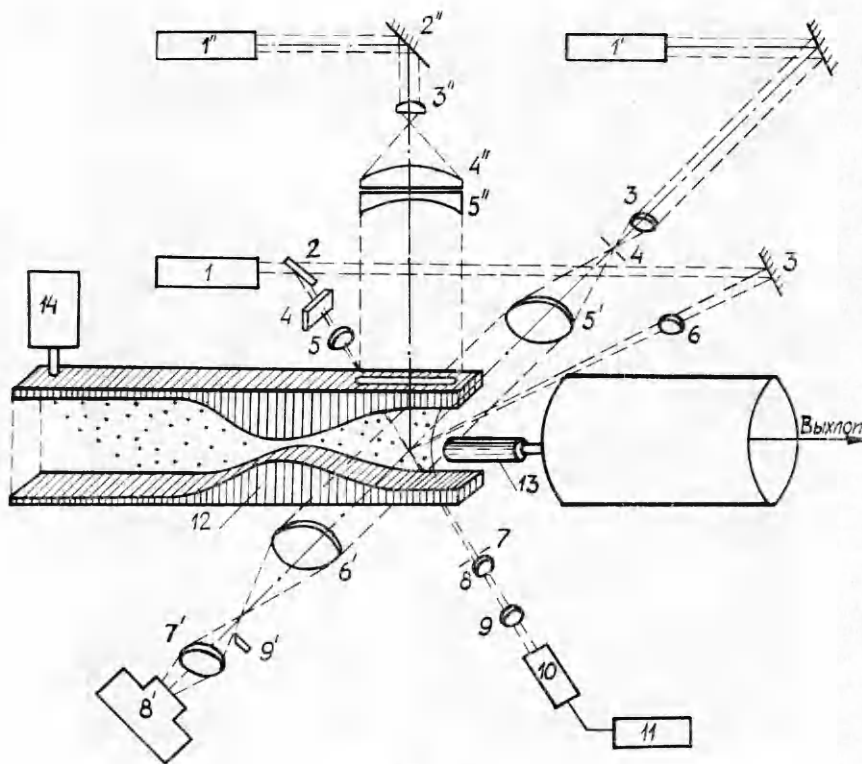
Исследование обтекания тел двухфазными потоками имеет важное научное и практическое значение в связи с задачами энергетики, технологии нанесения упрочняющих покрытий и т. д. Например, при работе турбин с конденсацией пара, детонационном напылении, движении летательных аппаратов в условиях облачности значительное влияние на параметры потока вблизи тела и его аэродинамические характеристики оказывает присутствие мелких твердых или жидких частиц в несущей газовой (паровой) фазе.

К настоящему времени известен ряд работ [1—4], в которых рассматриваются некоторые аспекты данной проблемы на основе решения задачи о движении одиночных частиц в заданном потоке газа. Однако полный анализ задачи обтекания тела двухфазным потоком представляет собой сложную задачу ввиду многообразия физических процессов, определяющих характер данного явления. Это процессы, связанные с движением частиц в зоне торможения и их взаимодействием между собой и с поверхностью тела, которые в одних условиях могут приводить к эрозии и уносу материала, а в других — к внедрению частиц в поверхностный слой и образованию устойчивых покрытий. Важное значение имеет также учет факторов, обусловленных влиянием частиц на поле течения газа, особенно при сверхзвуковом обтекании тел.

Следует отметить, что экспериментальные работы (см., например, [5, 6]) относятся в основном к определению интегральных параметров обтекаемого тела (сопротивления, теплового потока и т. д.). Для того чтобы выявить и изучить отдельные факторы, влияющие на характер всего процесса, необходима постановка опытов, позволяющих измерять локальные параметры двухфазного потока и проводить наблюдение за динамикой движения отдельных частиц при их взаимодействии с телом. Реализация таких измерений связана с необходимостью использования методов диагностики, обеспечивающих высокое пространственное и временное разрешение при отсутствии возмущения, вносимого в исследуемый поток.

В данной работе представлены некоторые результаты экспериментального исследования обтекания тел сверхзвуковым двухфазным потоком, полученные с помощью быстродействующих методов лазерной диагностики: лазер-доплеровского измерителя скорости, а также схем импульсной визуализации в рассеянном и проходящем свете. Получены данные о характере изменения волновой структуры вблизи тел при введении в поток различных частиц.

1. Схема экспериментальной установки и методы диагностики представлены на фиг. 1. Измерение скорости частиц осуществлялось с помощью лазер-доплеровского измерителя скорости (ЛДИС) с прямым спектральным методом регистрации доплеровского сдвига частоты. Схема ЛДИС включала в себя следующие элементы: одночастотный гелий-неоновый лазер типа ЛГ-159 1; делительную прозрачную пластину 2; поворотное 100%-ное зеркало 3; поляризатор, служащий для регулировки интенсивности опорного луча 4; фокусирующие линзы 5, 6; апертурную диафрагму приемной оптической системы 7; собирающую линзу 8; согласующий объектив 9; многолучевой конфокальный интерферометр с фотоумножителем на выходе 10; осциллограф 11. Лазер-доплеровские измерители с прямым спектральным анализом наиболее эффективны при исследовании высокоскоростных потоков ($v \geq 10^2$ м/с). Кроме того, данные схемы в отличие от ЛДИС, основанных на выделении доплеровского сигнала с помощью фотосмещения, позволяют определить как величину, так и направление скорости. Это имеет важное значение для одновременной регистрации потоков частиц, движущихся во встречных направлениях.

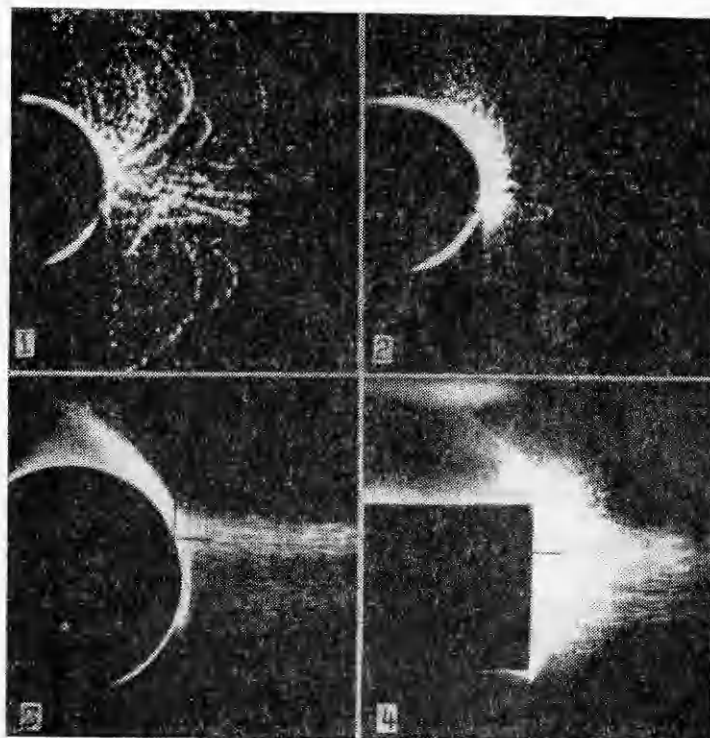


Ф и г. 1

Для исследования микроструктуры поля плотности применялась импульсная теневая схема. В качестве источника света использовался рубиновый лазер $1'$, работающий в режиме модулированной добротности с длительностью импульса $\tau = 30$ нс. При этом смещение частиц за время экспозиции не превышало их диаметра. Пучок света лазера направлялся поворотным 100%-ным зеркалом $2'$ на телескопическую систему, состоящую из линз $3'$, $5'$ и диафрагмы $4'$. Изображение исследуемого объекта формировалось объективами $6'$, $7'$ и регистрировалось камерой $8'$. Изучение изменения волновой структуры во времени осуществлялось с помощью метода многоэкспозиционной теневой фоторегистрации, основанной на использовании рубинового лазера, генерирующего серию импульсов с заданным временным интервалом между ними (лазерный стробоскоп).

Для наблюдения траекторий движения частиц использовался метод лазерной визуализации в рассеянном свете (лазерный «нож»). Рубиновый лазер $1''$, работал в режиме «пичковой» генерации. Длительность излучения серии импульсов составляла 1 мс. Пучок света поворотным зеркалом $2''$ направлялся на оптическую систему, состоящую из сферических линз $3''$, $4''$ и цилиндрической линзы $5''$, с помощью которой преобразовывался в плоский луч (ширина 80 см, толщина 1 мм). Регистрация подсвечиваемой области двухфазного потока и модели 13 осуществлялась с помощью объективов $6'$, $7'$ и камеры $8'$.

Сверхзвуковой поток газа создавался с помощью плоского профилированного сопла 12 . Параметры газа в форкамере: давление $p_0 = 8,5 \cdot 10^5$ Па, температура $T_0 = 260$ К, число Маха на срезе $M_\infty = 3$. Размер критического сечения 5×20 мм. Вблизи среза сопла устанавливались исследуемые модели (цилиндр, клин, сфера, конус), изготовленные из бронзы или нержавеющей стали. Для проведения оптических измерений предусмотрены оптические окна — два боковых и одно со стороны верхней образующей. В экспериментах использовался широкий набор твердых

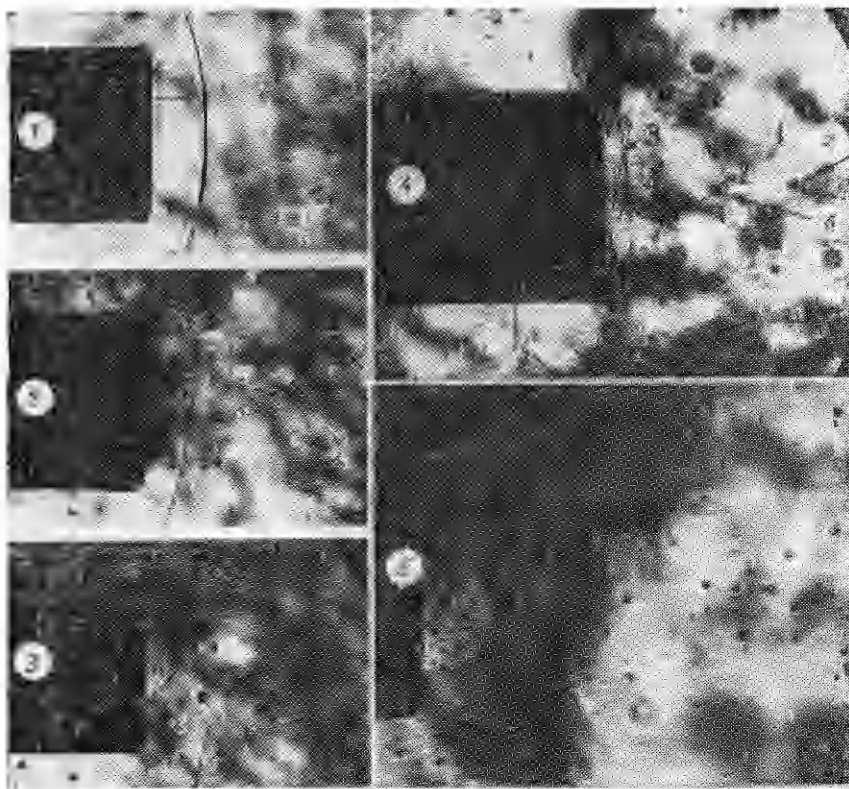


Ф и г. 2

частиц, значительно различающихся по плотности материала ρ и диаметру $d_{\text{ср}}$: частицы бронзы $d_{\text{ср}} = 100$ мкм, $\rho = 8,6$ г/см³; оргстекла $d_{\text{ср}} = 200$ мкм, $\rho = 1,2$ г/см³; алюминия $d_{\text{ср}} = 15$ мкм, $\rho = 2,7$ г/см³; ликоподия $d_{\text{ср}} = 25$ мкм, $\rho = 0,5$ г/см³. С помощью специального запыляющего устройства 14 исследуемые частицы вводились в поток газа на расстоянии 300 мм до критического сечения. Более подробно экспериментальная установка и диагностическая аппаратура описаны в [7, 8].

2. Для наблюдения общей картины обтекания тел двухфазными потоками и выяснения основных физических закономерностей этого процесса первые опыты были посвящены визуализации течения с использованием тел разной геометрии при введении в поток частиц различного сорта.

На фиг. 2, 3 приведены характерные фотографии, полученные при визуализации течения в рассеянном и проходящем лазерном излучении. Фотографии в рассеянном свете (фиг. 2 — метод лазерного «ножа») иллюстрируют траектории движения частиц (1 — цилиндр, в поток введены частицы бронзы $d_{\text{ср}} = 80$ мкм, $\rho = 8,6$ г/см³, 2 — сфера, частицы алюминия $d_{\text{ср}} = 16$ мкм, $\rho = 2,7$ г/см³, 3 — цилиндр, частицы бронзы, 4 — цилиндр, установленный вдоль потока, частицы алюминия). Хорошо видны отраженные частицы. Часть из них, зависящая от формы головной части тела, имеет угол отражения, близкий к углу падения. Эти частицы после отражения и последующего торможения встречным потоком меняют направление своего движения на противоположное и, ускоряясь в направлении тела, вновь соударяются с ним. Пусть L — длина отскока, определяемая как максимальное расстояние, на которое отходит частица при отражении от тела, a — расстояние фронта головной ударной волны от поверхности тела. Как видно из фиг. 2, в зависимости от параметров частиц $d_{\text{ср}}$ и ρ значение L может быть либо меньше a , либо больше a , т. е. во втором случае частицы при отражении пересекают фронт ударной волны.



Ф и г. 3

Наличие частиц, которые могут многократно соударяться с телом с последовательным уменьшением длины отскока L , приводит к их скоплению вблизи лобовой части тела. Происходит образование зоны повышенной концентрации дисперсной фазы, в которой осуществляется интенсивное взаимодействие падающих и отраженных частиц. Размер этой зоны, как следует из фиг. 2 (кадры 3, 4), увеличивается с ростом массового содержания частиц в потоке.

На фиг. 3 приведены характерные тенеграммы, иллюстрирующие возмущение волновой структуры вблизи цилиндра, установленного вдоль потока при введении в него различных частиц (1 — поток без частиц, 2 — в поток введены частицы ликоподия $d_{ср} = 25$ мкм, $\rho = 0,5$ г/см³; 3—5 — в поток введены частицы оргстекла $d_{ср} = 200$ мкм, $\rho = 1,2$ г/см³; 1—4 — одноэкспозиционные фотографии, 5 — трехэкспозиционная фотография). Хорошо видны локальные ударные волны, формируемые около частиц при их сверхзвуковом обтекании, а также характер изменения структуры фронта головного скачка, связанного с наличием частиц. Для сравнения представлена также фотография, полученная при обтекании тел «чистым» воздухом. Число Маха набегающего потока $M_{\infty} = 2,6$.

Анализ большого числа экспериментальных данных позволяет отметить следующие закономерности, связанные с влиянием частиц на структуру фронта головного скачка уплотнения. Характер изменения волновой структуры обтекаемого тела и, следовательно, его основные характеристики существенно зависят как от формы тел (затупленная или заостренная носовая часть), так и от параметров частиц: размера, концентрации и т. д. При обтекании тел с затупленной носовой частью (сфера, цилиндр, установленный вдоль потока) и введении в поток достаточно мелких частиц (алюминия и ликоподия) влияние дисперсной фазы на структуру головного скачка уплотнения начинает сказываться, когда объемная концент-

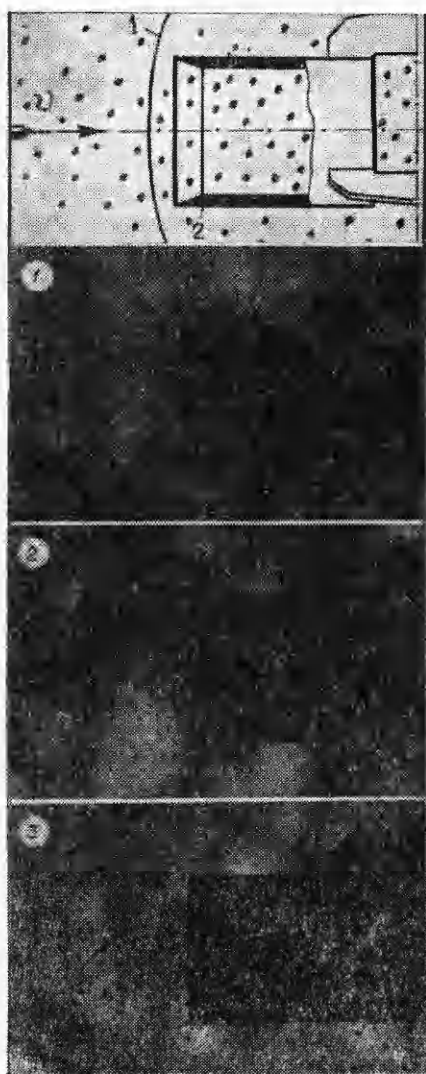
рация частиц $m > m^* = 0,5-1\%$. На тенеграммах (см., например, фиг. 3, кадр 2) это явление проявляется в изменении расстояния фронта ударной волны от тела и деформации его формы.

В работах [9, 10] отмечается, что взаимодействием частиц между собой и их влиянием на газ можно пренебречь, если объемная концентрация дисперсной фазы $m < 0,5-1\%$ или отношение $l/d > 5$, где l — среднее расстояние между частицами в потоке, d — их диаметр. В этом случае реализуется режим течения «одиночных» частиц [11]. При $m \geq 1\%$ ($l/d < 5$) начинают сказываться эффекты стесненности, приводящие к существенному изменению параметров газа по сравнению с «чистым» потоком. Это приводит к изменению числа Маха набегающего потока и, следовательно, положения фронта головной ударной волны. Значение $m^* = 1\%$, определенное в опытах по обтеканию тел, удовлетворительно согласуется с предыдущими экспериментальными данными [7, 10], полученными при исследовании двухфазных течений в соплах. Наблюдаемое в некоторых случаях искривление фронта (фиг. 3, кадр 2) может быть связано с неоднородностью концентрации частиц по сечению или с формированием отмеченной выше зоны повышенной концентрации частиц перед телом, приводящей фактически к изменению геометрии его лобовой части и, следовательно, формы головного скачка уплотнения.

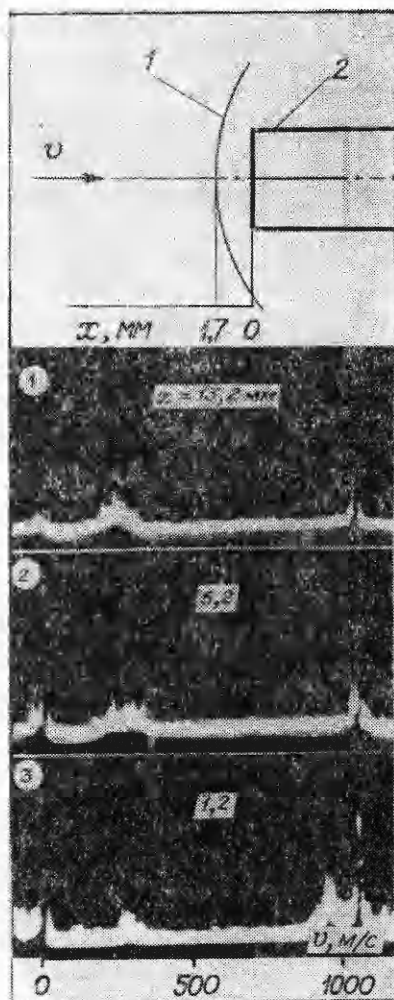
При обтекании затупленных тел потоком газа с более крупными частицами оргстекла ($d_{\text{ср}} = 200$ мкм, $\rho = 1,2$ г/см³) и бронзы ($d_{\text{ср}} = 100$ мкм, $\rho = 8,7$ г/см³) характер изменения волновой структуры резко изменяется. Даже в случае малой концентрации частиц ($m \ll 1\%$) наблюдалось сильное возмущение головного скачка. Данные возмущения проявлялись в виде образования конических скачков уплотнения с большим углом раскрытия, в вершинах которых находятся частицы. Это хорошо видно при обтекании цилиндра, установленного вдоль потока (фиг. 3, кадры 4, 5), где можно говорить о разрушении прямого скачка уплотнения, характерного для обтекания «чистым» потоком газа. При обтекании заостренных тел данный эффект не наблюдался. Это позволило сделать предположение об особой роли в его формировании тех отраженных частиц, которые, двигаясь навстречу потоку, пересекают фронт ударной волны и выходят в сверхзвуковую зону. Для подтверждения этой гипотезы сделаны многоэкспозиционные тенеграммы, а также поставлены дополнительные опыты с полым цилиндром.

На фиг. 3 (кадр 5) представлена трехэкспозиционная теневая фотография, позволяющая проследить динамику возмущения головного скачка во времени. Рассмотрим частицу, помеченную на фотографии стрелками. Видно, что она расположена в вершине конического скачка с большим углом раскрытия, о которых говорилось выше. Так как время между экспозициями одинаково и составляет 20 мкс, то очевидно, что данная частица является отраженной от тела, поскольку ее скорость быстро уменьшается при удалении от тела в результате торможения встречным потоком.

На фиг. 4 (1 — ударная волна, 2 — полый цилиндр) приведены тенеграммы, полученные при обтекании полого цилиндра двухфазным потоком с различной концентрацией частиц оргстекла ($d_{\text{ср}} = 200$ мкм, $\rho = 1,2$ г/см³). В этом случае вероятность отражения частиц очень мала и основную роль играет взаимодействие падающих частиц с ударной волной. Видно, что характер возмущения головного скачка существенно отличается от случая обтекания сплошного цилиндра и заключается в формировании локальных возмущений фронта головной ударной волны при его пересечении падающими частицами. Характерный размер этих возмущений имеет порядок размера трансзвуковой зоны ударного слоя, формируемого около частицы при ее сверхзвуковом обтекании [11]. Даже при высокой концентрации (фиг. 4, кадры 2, 3) можно различить характерную для такого тела форму головного скачка уплотнения. При этом возмущения в виде косых скачков уплотнения с большим углом раскрытия, зарегистрированные при обтекании затупленных тел, не наблюдались.



Ф и г. 4



Ф и г. 5

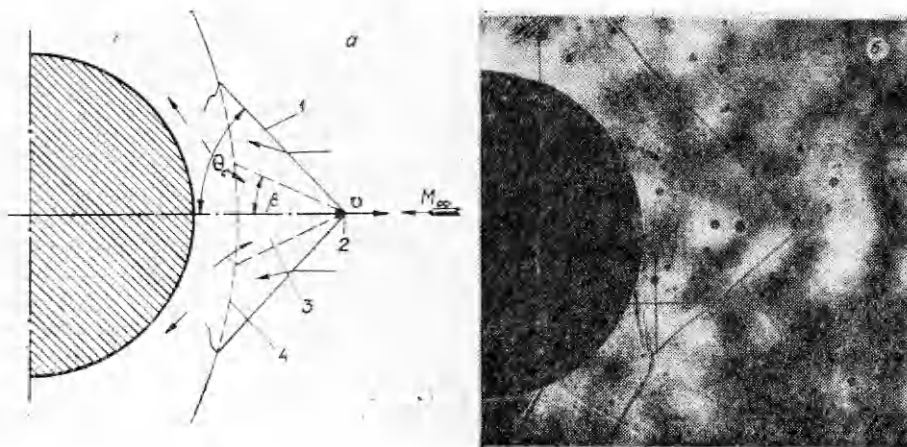
Известно [7, 9], что характер изменения скорости движения частиц в потоке газа определяется временем релаксации $\tau = \rho_p d / [C_x \rho (v - v_p)]$, где ρ_p , v_p и d — плотность материала, скорость и диаметр частиц; C_x — коэффициент аэродинамического сопротивления; ρ , v — плотность и скорость газа. Поэтому длина отскока частиц L определяется как характером соударения с поверхностью тела, так и временем τ . При определенной начальной скорости отскока значение L увеличивается с ростом ρ_p и d и при некотором τ может превысить a . Именно этим и можно объяснить различный характер воздействия используемых в эксперименте частиц на волновую структуру при обтекании затупленных тел. Для частиц алюминия и ликоподия $L < a$ и основную роль играют эффекты, связанные с влиянием частиц на параметры газа набегающего потока, а также с формированием зоны повышенной концентрации частиц в лобовой части тела. Эти факторы существенны лишь при $m > 1\%$. При $L > a$ независимо от концентрации отраженные частицы приводят к появлению нового эффекта, ответственного за возмущение структуры фронта головной ударной волны, как это имеет место при введении в поток частиц оргстекла и брон-

зы. Выход этих частиц в сверхзвуковую зону при отражении подтверждается наблюдением их траекторий вблизи тела (фиг. 2, кадр 1), а также данными, полученными с помощью лазер-доплеровских измерителей скорости.

На фиг. 5 (1 — ударная волна, 2 — цилиндр) приведены характерные осциллограммы, полученные при измерении скорости частиц оргстекла в точках, расположенных на различных расстояниях от поверхности цилиндра, установленного вдоль потока. Сигнал, расположенный слева, соответствует падающим частицам, а справа — отраженным. Видно, что при $x = 1,2$ мм $v_{ч1} = 270$ м/с, $v_{ч2} = 100$ м/с. При удалении от тела скорость отраженных частиц в отличие от падающих меняется довольно быстро и при $x = 5,2$ мм составляет $v_{ч2} = 10$ м/с. При $x = 13,2$ мм отраженные частицы не регистрируются. С помощью данных измерений можно оценить размер зоны, в которой присутствуют отраженные частицы. Для частиц оргстекла $L \simeq 6,5$ мм, что удовлетворительно согласуется с измерениями L по траекториям их движения и примерно в 3,5 раза превышает расстояние фронта головной ударной волны от поверхности тела в невозмущенном частицами потоке.

3. Очевидно, что в сравнении с падающими частицами процесс взаимодействия отраженных частиц с ударной волной носит более сложный характер. При переходе отраженной частицы через фронт ударной волны высокое давление из дозвуковой области может передаваться через след частицы в сверхзвуковую часть потока, что приводит к возникновению сложной структуры течения в следе за частицей.

Рассмотрим упрощенную схему данного явления, представленную на фиг. 6, а (1 — скачок уплотнения, 2 — отраженная частица, 3 — область увлекаемого газа, 4 — исходное положение скачка уплотнения). Как следует из теневых фотографий (фиг. 6, б), характер возмущения, вносимого такой частицей, заключается в формировании близкого к коническому скачку уплотнения, распространяющегося вверх по течению вместе с отраженной частицей. При этом угол его раскрытия значительно больше соответствующего угла Маха. Образование такого скачка можно объяснить формированием за частицей локальной области газа с повышенным давлением ($p_k > p_\infty$), передаваемым из дозвуковой части, где давление $p_2 > p_k$, через след частицы. По форме этого скачка можно предположить, что данная область имеет вид конуса, в вершине которого расположена частица. Зная из эксперимента скорость движения отраженной частицы, можно оценить давление p_k , а следовательно, определить и угол скачка θ .



Ф и г. 6

Будем считать, что скорость движения этого «газового конуса» равна скорости движения частицы. Тогда давление в нем можно оценить из уравнения баланса полной энергии для струйки тока [12], считая, что движение газа в следе за частицей вызывается перепадом давления $p_2 - p_k$: $p_k = p_2 \{1 - [(k-1)/(k+1)]\lambda^2\}^{k/(k-1)}$, где $k = 1,4$; $\lambda = (|v_{ч}| + |v_2|) / (a_2 \sqrt{\frac{2}{k+1}})$.

Если принять, что такое же давление реализуется и на поверхности «газового конуса», то можно определить угол его полураствора β , используя соотношение [13] $(p_k - p_1)/0,7\rho M^2 = (0,0016 + 0,002M_k^2)\beta^{1,7}$. При этом M_k необходимо считать по относительной скорости и скорости звука перед ударной волной: $M_k = (|v_k| + |v_\infty|)/a_\infty$. Зная β и M_k , можно определить угол полураствора θ для скачка уплотнения, используя, например, расчетные сетки, приведенные в [13]. Расчеты выполнены при следующих параметрах потока, соответствующих условиям проведения данных экспериментов: давление торможения $p_0 = 8,5 \cdot 10^5$ Па, температура торможения $T_0 = 260$ К, число Маха набегающего потока $M_\infty = 2,6$. При этом $p_\infty = 0,45 \cdot 10^5$ Па, $T_\infty = 113$ К, $v_\infty = 550$ м/с, $p_2 = 3,4 \cdot 10^5$ Па, $T_2 = 250$ К, $v_2 = 160$ м/с, $M_2 = 0,5$. Результаты расчетов β и θ для трех значений скорости частиц $v_{ч1} = 50$ м/с, $v_{ч2} = 100$ м/с и $v_{ч3} = 150$ м/с представлены в таблице. Там же для сравнения приведены значения углов Маха γ , рассчитанные по относительной скорости отраженной частицы $|v_{ч}| + |v_\infty|$ и M_∞ .

Сравним эти данные с результатами эксперимента. Теневые фотографии дают значение угла полураскрытия скачка θ для отраженной частицы, расположенной в заданной точке от тела L . Из данных лазер-доплеровских измерений можно определить среднюю скорость отраженных частиц в данной точке. Для этой цели можно использовать также и многоэкспозиционные теневые фотографии (фиг. 3, кадр 5), позволяющие одновременно для данной частицы определить $v_{ч}$ и θ .

Сопоставление экспериментально найденных и расчетных значений $v_{ч}$ и θ показало их удовлетворительное совпадение. Так, для частицы, расположенной в вершине конического скачка уплотнения (фиг. 6, б), $L = 4$ мм, $v_{ч} = 60$ м/с, $\theta = 43^\circ$, что близко к значениям v и θ , приведенным в таблице.

Таким образом, при обтекании затупленных тел сверхзвуковым двухфазным потоком важную роль играет эффект возмущения головного скачка, связанный с наличием отраженных частиц, если длина их отскока $L > a$. Рассмотренная выше модель позволяет качественно объяснить физический механизм этого явления и оценить параметры косоугольного скачка уплотнения в начальной стадии процесса выхода отдельной частицы в сверхзвуковую зону. При дальнейшем удалении отраженной частицы от тела ее связь с дозвуковой зоной будет уменьшаться и при некотором значении начнется процесс восстановления исходной формы головного скачка. Фиг. 3 (кадр 4) иллюстрирует эту ситуацию, когда в области за отраженной частицей a с коническим скачком уплотнения I формируется сверхзвуковое течение. Хорошо видно наличие локального скачка 2 около падающей частицы b , а также появление головной ударной волны 3 перед телом.

Аналогичное явление наблюдается при сверхзвуковом обтекании двух соизмеримых по размеру тел, одно из которых устанавливается в следе другого. Как показано, например, в [14], при некотором расстоянии между ними происходит перестройка течения от режима с отрывной зоной к режиму образования головного скачка перед вторым телом. Однако в условиях наших экспериментов анализ процесса значительно усложняется ввиду его нестационарности. При большой концентрации, когда время следования между двумя отраженными час-

$v_{ч}, \text{м/с}$	β°	θ°	γ°
50	36	47	21
100	29	39	19,5
150	22	32	17,5

тицами $\tau_c < \tau_b$ — времени восстановления головной ударной волны, происходит разрушение характерного для затупленных тел прямого скачка уплотнения и формирование некоторой переходной области течения перед телом размером $\sim L$, состоящей из серии конических скачков. Это явление может привести к существенной перестройке поля течения вблизи тела и изменению его аэродинамических характеристик. Для выяснения механизма этих процессов необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования. Представляется важным, в частности, проанализировать возможность изменения сопротивления тел, летящих со сверхзвуковой скоростью, за счет выдува частиц вперед. Если время между последовательным вылетом двух частиц меньше времени восстановления течения, то можно обеспечить непрерывную трансформацию прямого скачка в конический, что должно привести, как и при наличии иглы [15], к уменьшению лобового сопротивления затупленных тел.

Поступила 14 I 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Салтанов Г. А. Сверхзвуковые двухфазные течения. Минск: Высшая школа, 1972.
2. Spurr J. H., Gerber N. Dust collection efficiency for power law bodies in hypersonic flight.— AIAA J., 1972, vol. 10, N 6.
3. Probst R. F., Fassio F. Dusty hypersonic flows.— AIAA J., 1970, vol. 8, N 4.
4. Waldman G. D., Reinecke W. G. Particle trajectories, heating and breakup in hypersonic shock layers.— AIAA J., 1971, vol. 9, N 6.
5. Баланин Б. А., Злобин В. В. Экспериментальное исследование аэродинамического сопротивления простых тел в двухфазном потоке.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 3.
6. Dunbar L. E., Courtney J. F., McMillen L. D. Heating augmentation in erosive hypersonic environments.— AIAA J., 1975, vol. 13, N 7.
7. Яненко Н. Н., Солоухин Р. И., Папырин А. П., Фомин В. М. Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравновесности частиц. Новосибирск: Наука, 1980.
8. Клишкин В. Ф., Папырин А. Н., Солоухин Р. И. Оптические методы регистрации быстротекущих процессов. Новосибирск: Наука, 1980.
9. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. М.: Мир, 1971.
10. Алхимов А. П., Папырин А. Н. и др. Теоретическое и экспериментальное исследование движения смеси газа с твердыми частицами в сопле Лавалья.— Числ. методы механики сил. среды, 1978, т. 9, № 2.
11. Благосклонов В. И., Кузнецов В. М. и др. О взаимодействии гиперзвуковых неоднородных течений.— ПМТФ, 1979, № 5.
12. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970.
13. Краснов П. Ф. Аэродинамика тел вращения. М.: Машиностроение, 1964.
14. Хлебников В. С. Перестройка течения между парой тел, одно из которых расположено в следе другого при сверхзвуковом обтекании.— Учен. зап. ЦАГИ, 1976, т. 7, № 3.
15. Чжен П. Управление отрывом потока. М.: Мир, 1979.

УДК 532.5 : 621.22

КВАЗИДВУМЕРНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В ЗАДАЧЕ СТАЦИОНАРНОГО ДОЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОЛЬЦЕВОЙ РИШЕТКИ

В. П. Рябченко
(Новосибирск)

Изучение дозвуковых течений в осевом компрессоре проводится обычно на основе плоской или осесимметричной теории решеток. Однако результаты, полученные с помощью этих приближений, не дают адекватного описания пространственного течения. В ряде работ [1—3] предприняты попытки определить поправки к этим приближенным теориям, учитывающие пространственный характер течения, при некоторых ограничивающих предположениях. В [1] рассмотрено бесциркуляционное обте-