

линии также, как и в сверхзвуковой части, являются в пределах максимального разброса $\pm 10\%$ подобными для каждого значения X , независимо от значений числа M и интенсивности скачков. Для иллюстрации сказанного на фиг. 6, а приведено сопоставление нескольких осредненных кривых при различных значениях числа M и X . На фиг. 6, б приведены кривые изменения вдоль области взаимодействия давлений на внешних границах дозвуковой части пограничного слоя, ламинарного подслоя и давлений на стенке.

Эти кривые в сочетании с кривой фиг. 5 позволяют приближенно оценить изменение давления поперек пограничного слоя в области взаимодействия.

3. Соответственно изменению давления в области взаимодействия происходит изменение профилей скорости в поперечных сечениях пограничного слоя, при этом характер профилей скорости по мере приближения к $X = 0.5$ становится все более близким к открытому. Из-за такой перестройки профилей скорости и утолщения пограничного слоя в области взаимодействия существенно возрастают значения условных толщины пограничного слоя δ^* и δ^{**} и параметра $H = \delta^* / \delta^{**}$. Для примера рассмотрим вопрос о влиянии падающих скачков на характер изменения δ^{**} . На фиг. 7 приведены экспериментальные значения δ^{**} в области взаимодействия при различных значениях чисел R , M_∞ , толщины пограничного слоя в начале области взаимодействия δ' и интенсивности скачка p''/p' в функции от координаты X . По оси ординат отложены локальные значения δ^{**} в долях от соответствующих значений δ_1^{**} при тех же параметрах потока, но при отсутствии падающего скачка минус. Как видно, изменение δ^{**} вблизи места падения скачка ($X \approx 0.5$) весьма значительно, оно может достигать четырехкратного увеличения относительно δ_1^{**} . В конце области взаимодействия δ^{**} продолжает превышать значение δ_1^{**} примерно на (40–50)%. Это отличие, видимо, связано с отмечавшимся выше характером перестройки пограничного слоя и его дозвуковой части.

Аналогичный характер изменения δ^{**} был обнаружен и при исследовании области взаимодействия в решетках профилей.

Сравнение экспериментальных значений потерь в решетках с расчетными показало, что внесение поправок к значению δ^{**} с учетом местоположения области взаимодействия относительно задней кромки профиля позволяет существенно сблизить экспериментальные и расчетные значения потерь.

4. При принятой обработке опытных данных в обобщенных координатах большое значение имеет правильность определения протяженности области взаимодействия l . При исследовании безградиентного или слабоградиентного обтекания плоской поверхности обнаружено, что величина l изменяется с изменением M , R , p''/p' . Характер этой зависимости таков, что если для каждого конкретного эксперимента отнести величину l к значению толщины пограничного слоя δ' , то все опытные значения l/δ' сгруппируются вокруг одной кривой в зависимости от p''/p' . Эта кривая представлена на фиг. 8.

Поступило 20 IX 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Гукасова Е. А., Жуковский М. И., Завадовский А. М., Зысина-Моложен Л. М., Скнар Н. А., Тырышкин В. Г. Аэродинамическое совершенствование лопаточных аппаратов паровых и газовых турбин. М.—Л., Госэнергоиздат, 1960.
2. Зысина-Моложен Л. М., Пармонов Н. И., Соскова И. Н., Усков И. Б., Цветков В. М., Шапиро И. Г. Экспериментальное исследование теплового и динамического пограничных слоев применительно к условиям обтекания решеток профилей турбомашин. Тр. ЦКТИ, 1965, вып. 54.
3. Миронова В. А., Шапиро И. Г. Программирование на ЭЦВМ «Урал-2» расчета параметров плоского потока по данным расшифровки интерферограмм. Тр. ЦКТИ, 1966, вып. 74.

ТОЛЩИНА И ВНУТРЕННЯЯ СТРУКТУРА ПРЯМОГО СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ, ОБРАЗУЮЩЕГОСЯ ПРИ ИСТЕЧЕНИИ СИЛЬНО НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ В ПРОСТРАНСТВО С МАЛОЙ ПЛОТНОСТЬЮ

В. В. ВОЛЧКОВ, А. В. ИВАНОВ

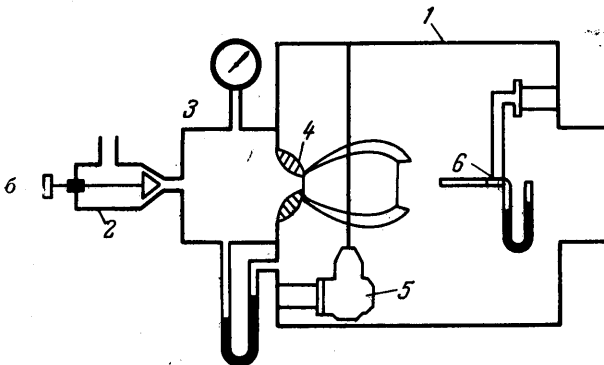
(Москва)

В последние годы в газодинамических установках, предназначенных для создания молекулярных пучков [1] и изучения обтекания различных тел при гиперзвуковых скоростях [2], нашли широкое применение идеи, связанные с использованием сильно недорасширенных струй. Обычно, в этих случаях струя истекает в затопленное пространство пониженного давления. Если это давление не слишком мало, чтобы

имело место истечение в вакуум, то струя образует известную [3] бочкообразную систему висячих скачков, переходящих в прямой скачок, называемый диском Маха.

При понижении давления в затопленном пространстве вместе с увеличением размеров бочкообразной структуры происходит утолщение висячих скачков и диска Маха. Последнее явление может привести к возмущению части зоны течения расширения внутри «бочки», что должно учитываться при проведении аэродинамических исследований и при создании установок с молекулярными пучками.

Поток перед скачком имеет переменные параметры, поэтому толщины этих скачков нельзя заранее предсказать на основе опытов [4-6] по измерению толщины удар-



Фиг. 1

ной волны в одномерном потоке. Отмеченные обстоятельства вызывают интерес к исследованию процесса ударного сжатия в таких условиях и могут также дать полезные сведения о структуре ударных волн, распространяющихся в неоднородной газовой среде, например в атмосфере [7].

В данной работе приводятся некоторые результаты экспериментального изучения внутренней структуры и толщины диска Маха.

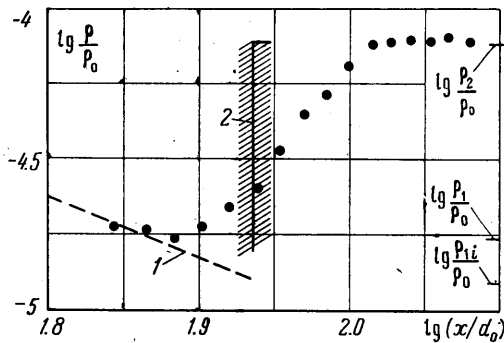
Экспериментальная установка (фиг. 1) представляла из себя барокамеру 1 с непрерывной откачкой, создаваемой системой паромасляных бустерных и форвакуумных насосов. Давление в барокамере поддерживалось в диапазоне от 10^{-2} до 10^{-1} мм рт. ст. Схема установки приведена на фиг. 1. Струя, регулируемая игольчатым надетателем 2, истекала в барокамеру из специального ресивера 3 через звуковое сопло 4 с диаметром, несколько меньшим 1 мм. В качестве рабочего газа использовался воздух при температуре торможения 300°K .

При помощи электронного пучка измерялась локальная плотность в истекающей струе. Метод измерения плотности основан на явлении флюоресценции молекул газа при столкновении их с электронами пучка [8]. Для используемого в данной работе воздуха основной вклад в излучение дает первая отрицательная система полос N_2^+ .

Электронный пучок создавался с помощью электронной пушки 5, размещенной на координатнике внутри барокамеры. Энергия электронного пучка в экспериментах была равна 20—27 кэВ. При помощи координатника электронный пучок мог перемещаться внутри барокамеры, что позволяло осуществлять измерение в любой точке потока. На фиг. 1 показана также фотография визуализации истечения струи при

давлений в ресивере $p_0 = 275$ мм рт. ст. и при давлении в затопленном пространстве $p_H = 3 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. Эта фотография получена при непрерывном перемещении электронного пучка вдоль оси струи при открытом затворе фотоаппарата (электронный пучок здесь направлен перпендикулярно потоку). По фотографии можно видеть, что висячие скачки и диск Маха в данном режиме истечения являются достаточно толстыми.

Для измерения распределения плотности внутри диска Маха электронная пушка располагалась ниже по потоку от последнего и электронный пучок распространялся вдоль оси струи в направлении к соплу. Согласно исследованиям ряда авторов [5, 9], интенсивность флюоресценции N_2^+ вдоль электронного пучка пропорциональна местной плотности газа ρ для диапазона изменения последней от 0 до $1.6 \cdot 10^{-7}$ г/см³. В данных опытах значения плотности в зонах струи, где производились измерения, не выходили из данного диапазона. Таким образом, по интенсивности излучения можно было определить распределение локальных плотностей вдоль электронного пучка. Измерения интенсивности флюоресценции производились фотометрическим



Фиг. 2

методом. Характеристическая кривая применяемой фотопленки снималась при помощи ступенчатого ослабления части электронного пучка, проходящего через область барокамеры с постоянной плотностью.

Ослабление интенсивности электронного пучка с удалением от источника из-за явления рассеяния было невелико, так что в большинстве опытов этим эффектом можно было пренебрегать. При необходимости, однако, ослабление интенсивности из-за этого фактора достаточно просто учитывается. Точность измерения плотности в проведенных опытах была порядка 10–15%.

На фиг. 2 в качестве примера показано распределение плотности вдоль оси струи в зоне размытого диска Маха. Здесь $p_0 = 500$ мм рт. ст., $p_H = 3.0 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. Плотность ρ_2 за диском Маха оказывается примерно на 30% больше плотности ρ_H в затопленном пространстве и слабо уменьшается при удалении от сопла.

Величина давления за прямым скачком, определенная по замеренной плотности и рассчитанной температуре, согласуется с величиной, непосредственно измеренной при помощи трубки полного напора (см. 6 на фиг. 1). Пунктирной кривой 1 на фиг. 2 показано расчетное [10] распределение плотности вдоль оси струи для случая истечения в вакуум.

Здесь же показано положение 2 диска Маха (с указанием разброса), определенное в опытах с большими плотностями [9], когда толщина диска Маха является малой. Можно видеть, что с увеличением разреженности утолщение диска Маха происходит путем одновременного «размывания» в обе стороны от своего континуального положения. Измеренное значение плотности за утолщенным прямым скачком совпадает по абсолютной величине с плотностью, рассчитанной по распределению, соответствующему истечению в вакуум и ударному сжатию в бесконечно тонком прямом скачке, расположенном в том месте, которое получается из данных, найденных при больших плотностях.

Сравнение экспериментальной кривой и распределения плотности, соответствующего истечению в вакуум (пунктир), показывает, что «размывание» ударной волны вверх по потоку от своего континуального положения приводит к появлению особенности, отличающей структуру ударной волны в этих условиях от случая однородного течения. На фиг. 2 величина ρ_{11} означает плотность, которая достигается перед тонким диском Маха при больших плотностях. Из эксперимента, однако, получается, что минимальное значение плотности на оси ρ_1 , соответствующее передней зоне ударной волны оказывается большей, чем ρ_{11} . Перепад плотностей ρ_2/ρ_1 , таким образом, здесь оказывается меньшим, чем ρ_2/ρ_{11} ($=\rho_{21}/\rho_{11}$). Это явление было также обнаружено в ряде других работ [9, 11]. Оно показывает, что внутренняя структура утолщившегося диска Маха отличается от структуры обычной плоской ударной волны. Следует также ожидать отличия в толщинах скачков для этих двух случаев.

Сходная картина имеет место и для отошедшей ударной волны, образующейся перед моделью при помещении последней в поток сильно недорасширенной струи [9].

Данная особенность проявляется только при больших разреженностях, когда толщина диска Маха становится сравнимой с характерными размерами бочкообразной структуры. Когда плотности велики, так что толщина диска Маха очень мала, этот

эффект не проявляется и перепад плотностей непосредственно за и перед скачком определяется соотношениями Гюгонно для одномерного потока.

По экспериментально полученным профилям плотности были проведены также измерения толщины диска Маха для различных значений параметра разреженности $K_0 n^{1/2}$ (K_0 — число Кнудсена, рассчитанное по длине свободного пробега l_0 молекул газа в ресивере и диаметру сопла $2r$, $n = p_0 / p_H$ — значение нерасчетности истечения). Толщина скачка определялась согласно выражению

$$d = \frac{\rho_2 - \rho_1}{(\partial \rho / \partial x)_{\max}} \quad (1)$$

в котором ρ_1 — минимальное измеренное значение плотности на оси, ρ_2 — измеренная плотность за скачком, x — продольная координата. Выражение (1) аналогично определению толщины ударной волны по Праудтлю. Однако в данном случае необходимо иметь в виду отмеченное выше неравенство $\rho_1 \geq \rho_{11}$. Равенство между величинами ρ_1 и ρ_{11} получается только при больших плотностях.

Смысл параметра $K_0 n^{1/2}$ понятен из следующих рассуждений. Примем в качестве оценки толщины диска Маха величину [12], найденную в одномерном потоке для $M \geq 4$

$$d \approx 9.5 l_2 \quad (2)$$

где l_2 — длина свободного пробега молекул за диском Маха. Выразим l_2 через l_0 с учетом близости значений температур в ресивере и за диском Маха ($T_0 \approx T_2$). Для значения давления p_2 за скачком примем $p_2 \approx 1.25 \cdot p_H$, которое получается из данных по измерениям плотности электронным пучком и измерениям насадком полного напора. Тогда

$$d \approx 7.6 l_0 n \quad (3)$$

Найдем отношение величины d к расстоянию L от среза сопла до диска Маха, определенному в опытах при больших плотностях для звукового сопла. Согласно работе [3]

$$L / 2r = 0.67 n^{1/2} \quad (4)$$

Поэтому

$$d / L \approx 11 K_0 n^{1/2} \quad (5)$$

Очевидно, что большей разреженности соответствует большее значение $K_0 n^{1/2}$.

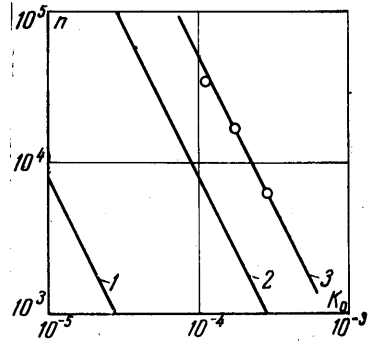
На фиг. 3 показана сетка кривых, каждая из которых соответствует постоянному значению параметра $K_0 n^{1/2}$ и, следовательно, вполне определенному значению отношения d / L ; так, кривые 1, 2, 3 соответствуют

отношения $d / L = 10^{-2}$; 10^{-1} ; 0,25. Отдельными точками здесь показаны режимы течения, в которых по экспериментально измеренным профилям плотности для отношения d / L было найдено значение 0,22—0,25.

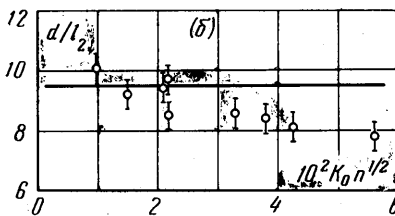
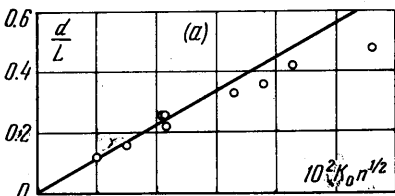
Результаты измерений толщины диска Маха при различных значениях $K_0 n^{1/2}$ (см. таблицу, где давления P_0 и P_H даны в мм рт. ст.) представлены на фиг. 4. Сплошные кривые на фиг. 4а и 4б соответствуют выражениям (5) и (2) соответственно. Точками показаны результаты измерений.

Из фиг. 3 и 4 видно, что толщина диска Маха достаточно хорошо предсказывается формулой (5) вплоть до значения параметра $K_0 n^{1/2}$, примерно равного $2 \cdot 10^{-2}$, когда $d / L \approx \approx 0.2$. При большей разреженности относительные толщины диска Маха, найденные из экспериментов с использованием определения (1), получаются меньшими, чем по оценкам (2) и (5). Это отличие объясняется, с одной стороны, некоторой некорректностью в определении толщины фронта ударной волны (1)

для данного случая, а с другой — влиянием градиентов газодинамических параметров вверх по потоку от диска Маха. Последнее является, по-видимому, наиболее су-



Фиг. 3



Фиг. 4

P_0	P_n	n	$K_0 n^{1/2}$
741	$9.7 \cdot 10^{-2}$	7640	$9.84 \cdot 10^{-4}$
371	$8.5 \cdot 10^{-2}$	4370	$1.49 \cdot 10^{-3}$
741	$2.1 \cdot 10^{-2}$	35300	$2.12 \cdot 10^{-2}$
300	$5 \cdot 10^{-2}$	6000	$2.16 \cdot 10^{-2}$
500	$3 \cdot 10^{-2}$	16650	$2.16 \cdot 10^{-2}$
160	$3.33 \cdot 10^{-2}$	4810	$3.28 \cdot 10^{-2}$
160	$2.5 \cdot 10^{-2}$	6400	$3.78 \cdot 10^{-2}$
75	$2 \cdot 10^{-2}$	3570	$4.27 \cdot 10^{-2}$
110	$2 \cdot 10^{-2}$	5500	$5.6 \cdot 10^{-2}$

ществленным фактором и может быть интерпретировано в рамках бимодальной схемы Мотт-Смита [13] уменьшением интенсивности процесса диффузии молекул из области сжатия навстречу потоку. Для предельного случая больших разрежений число таких диффундирующих молекул становится пренебрежимо малым выше по течению от точки, в которой значение плотности в невозмущенном потоке по порядку величины равно плотности за скачком.

Это обстоятельство может быть положено в основу оценок величины области невозмущенного течения струи.

В заключение следует обратить внимание на необходимость теоретических исследований вопросов образования и структуры размытых ударных волн в газовой среде с неоднородным распределением параметров.

Поступило 14 VII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев Ю. Н., Леонас В. Б. Получение интенсивных молекулярных пучков. Вестн. МГУ, Сер. 3, физика, астрономия, 1963, № 5.
2. Гусев В. Н., Ладыженский М. Д. Газодинамический расчет ударных труб и гиперзвуковых сопел в условиях равновесной диссоциации и ионизации воздуха. Тр. ЦАГИ, 1960, вып. 779.
3. Ashkenas H., Sherman F. S. The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels. In: «Rarefied Gas Dynamics», New York — London, Acad. Press, 1965, vol. 2.
4. Samas M. Argon shock thickness. Phys. Fluids, 1964, vol. 7, No. 7.
5. Robben F., Talbot L. Measurements of shock wave thickness by the electron beam fluorescence method. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No. 4, p. 633.
6. Иванов А. В. Структура ударной волны в воздухе при числах M от 2.6 до 6. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.
7. Зельдович Л. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
8. Muntz E. P., Marsden D. J. Electron excitation applied to the experimental investigation of rarefied gas flows. In: «Rarefied Gas Dynamics», New York — London, Acad. Press, 1963, vol. 2.
9. Marrone P. U. Temperature and density measurements in free jets and shock waves. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, No. 3.
10. Аверенкова Г. И., Ашратов Э. А. Истечение сверхзвуковой струи в вакуум. Сб. Вычислительные методы и программирование. М., Изд-во МГУ, 1967.
11. Muntz E. P. The direct measurement of velocity distribution functions. In: «Rarefied Gas Dynamics», New York — London, Acad. Press, 1965, vol. 2.
12. Авдугевский В. С., Иванов А. В. Течение разреженного газа вблизи передней критической точки затупленного тела при гиперзвуковых скоростях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.
13. Mott-Smith H. M. The solution of the Boltzman equation for a shock wave. Phys. Rev., 1951, vol. 82.

УДАР НЕРАВНОМЕРНОГО СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ГАЗА В ПЛОСКУЮ ПРЕГРАДУ

М. Г. ЛЕБЕДЕВ, К. Г. САВИНОВ

(Москва)

Задача об обтекании затупленных тел различной формы сверхзвуковым равномерным потоком газа почти досконально исследована. При этом основные результаты получены численными методами. Известный интерес представляет случай, когда набегающий на преграду поток является неравномерным по величине и направлению; к этому классу задач относится исследование удара в преграду потока, порожденного сверхзвуковым источником, и сверхзвуковой свободно расширяющейся струи. Авторам известны работы [1-3], посвященные этому вопросу. В названных работах получен ряд интересных результатов, однако использованные численные методы не обладают высокой точностью и не позволяют достаточно полно изучить рассматриваемое явление. В работах [1, 2] использовано первое приближение метода