

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ СФЕРЫ ПОТОКОМ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

И. Ф. Заварзина, И. В. Скоков

(Москва)

Условия течения и механизм взаимодействия разреженного газового потока с поверхностью существенно отличаются от условий сплошной среды. В частности, утолщение ударной волны и пограничного слоя оказывают влияние на аэродинамические и теплообменные характеристики.

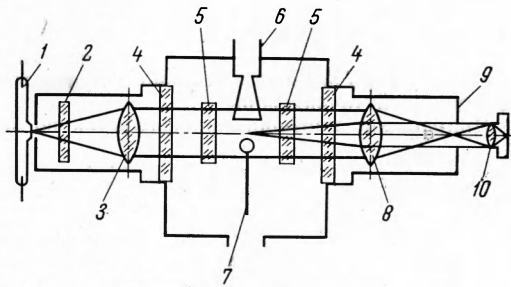
Особый интерес в исследовании представляет область перехода от сплошной среды к свободно-молекулярному течению. Методы кинетической теории, используемые для описания процессов в разреженных газовых средах, весьма сложны, поэтому в переходной области часто применяются уравнения Навье — Стокса и уравнения пограничного слоя с граничными условиями, учитывающими новый характер взаимодействия. Применение уравнений Навье — Стокса, в частности, основывается на достаточно хорошем соответствии экспериментально установленной структуры скачка уплотнения с рассчитанной по этим уравнениям [1].

Несмотря на то, что изучению процессов обтекания в переходной области посвящен ряд работ, преимущественно теоретического характера, например [1-3], целый круг вопросов к настоящему времени не выяснен, и это затрудняет представление механизма обтекания. Отметим, что экспериментальных работ, посвященных переходной области, весьма мало, и в них используются в основном газодинамические методы исследований. Одной из причин этого является слабое развитие оптических методов диагностики разреженных потоков.

Наиболее распространенным из методов, используемых для исследования газодинамических процессов в сплошной среде, является интерферометрический метод. Весьма малое изменение плотности при обтекании модели разреженным газом вызывает малое изменение условий прохождения световой волны через объект исследования. Вследствие этого для регистрации фазовых сдвигов, обусловленных наличием скачков плотности, необходимы интерференционные схемы с высокой чувствительностью. Одной из таких схем является многолучевая интерференционная схема, отличающаяся многократным прохождением световой волны через исследуемый объект, и, следовательно, — более высокой чувствительностью по сравнению с однократным [5,6].

Схема экспериментальной установки приведена на фиг. 1. Многолучевой интерферометр представляет собой две плоскопараллельные пластины 5 с нанесенными на них полупрозрачными многослойными диэлектрическими покрытиями с высоким коэффициентом отражения $A = 85\%$. При помощи коллиматорной системы, состоящей из источника света 1 (ртутная лампа низкого давления), светофильтра 2 и объектива 3, интерферометр освещается коллимированным пучком монохроматического света. Регистрация интерференционной картины осуществляется оптической системой, состоящей из объектива 8, диафрагмы 9 и фотокамеры 10. Газовый поток из сопла 6 проходит между зеркалами интерферометра и обтекает исследуемую модель 7. Камера закрыта фланцами с защитными стеклами 4.

Методика применения интерферометра и обработка интерферограмм аналогичны описанным ранее [6]. Отличием является применение дистанционной регулировки положения пластин интерферометра и использование тонкой юстировки при помощи обратного пьезоэффекта [7]. Это достигается варьированием подаваемого напряжения на три керамических втулки из титаната бария, к которым приклеена одна из пластин многолучевого интерферометра. После юстировки пластин интерферометра на параллельность (например методом колец равного наклона) в фокальной плоскости объектива 8 устанавливается диафрагма 9, вырезающая центральную часть системы колец. При этом поле интерференции будет иметь вид равномерно освещенной поверхности. Так как чувствительность измерений существенно зависит от уровня освещенности интерференционного поля по отношению к максимальному [8], то регулировкой напряжения, подводимого к каждой из керамических втулок, достигается оптимальная настройка интерферометра, т. е. такая, при которой интерференционный контраст — максимальный.



Фиг. 1

Фотометрическая расшифровка интерферограмм основана на зависимости разности почернений участков поля, соответствующих набегающему потоку D_∞ и ударному слою D_s от распределения плотности по полю. В работе [6] фотометрическая методика применялась для расшифровки интерферограмм в случае двумерных течений. В данной работе использовалась методика, учитывающая осесимметричность потока.

Приращение плотности ρ в измеряемой точке поля, по сравнению с плотностью ρ_∞ невозмущенного потока, может быть записано в виде [6, 9, 10]

$$\rho - \rho_\infty = \frac{\lambda}{\pi K \xi y^*} \frac{d}{dy^*} \int_{r_i}^1 \frac{(D_s - D_\infty) r^* dr^*}{\sqrt{r^{*2} - r_i^{*2}}}$$

$$r_i^* = y / r^0, \quad r^* = r / r^0$$

Здесь λ — длина волны света, K — постоянная Гладстона, y — координата входа луча в поток (ось y лежит в плоскости нормальной оси потока), r^0 — радиус осесимметричного потока, r — радиальная координата входа луча в поток.

Величина ξ выражается в виде [8, 8-10]

$$\xi = \frac{16\pi\gamma}{2.3} \frac{[2.3A(D_{\max} - D_\infty) / \gamma]^{1/2}}{[1 + 2.3(D_{\max} - D_\infty) / \gamma] (1 - A)}$$

Здесь γ — коэффициент контрастности фотоматериала, D_{\max} — почернение в максимуме интерференционной полосы.

Поперечное сечение осесимметричной неоднородности разбивается на $N = 5$ кольцевых зон, в каждой из которых разность почернений аппроксимируется полиномом второго порядка по экспериментально полученным значениям почернений в граничных и центральной точках зоны.

Приращение плотности определяется по формуле

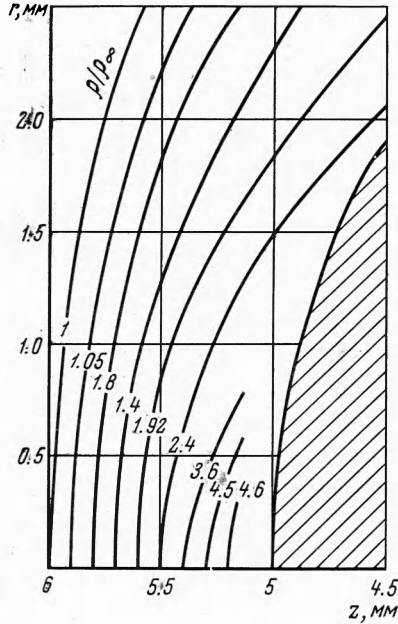
$$\rho_i - \rho_\infty = \sum_{j=i-1}^{2N-1} \alpha_{j,i} [D(r_j) - D_\infty]$$

Здесь r_j — радиус j -й зоны, α — постоянный коэффициент, рассчитанный по данным [9, 10]. Авторами проведено исследование обтекания сферы радиусом 5 мм сверхзвуковым потоком разреженного газа с числами Маха $M = 3.85 - 4.02$, числами Рейнольдса (вычисленными по параметрам потока за скачком и радиусу сферы) $R = 75 - 230$.

На фиг. 2 представлено экспериментально полученное поле плотности перед сферой при $M_\infty = 4.02$ и $R = 230$. По оси ординат отложено расстояние от оси потока r , по оси абсцисс — осевая координата z ; начало координат совмещено с центром сферы. Кривые представляют собой линии равных плотностей ρ/ρ_∞ . На фиг. 3 и 4 представлены профили плотности ударной волны в окрестностях передней критической точки сферы при $R = 75$ и 230 соответственно. Экспериментальные значения ρ/ρ_∞ для различных z составляют

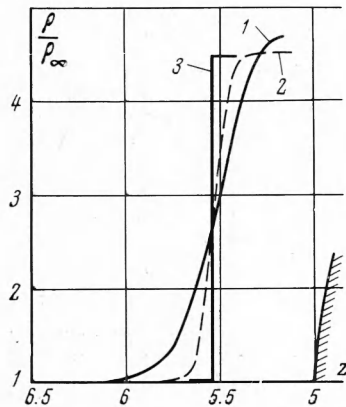
$z = 5.25$	5.45	5.75	5.95	(для $R = 75$)
$\rho/\rho_\infty = 4.6$	3.5	1.2	1.05	
$z = 5.35$	5.55	5.65	5.75	(для $R = 230$)
$\rho/\rho_\infty = 4.3$	2.3	1.8	1.45	

Для сравнительной оценки толщины ударной волны на графиках построены кривые Мотт-Смита [11] (кривая 2 на фиг. 3 и 4), представляющие собой профиль прямой ударной волны, рассчитанный в функции числа Маха и длины свободного пробега частиц набегающего потока. Для сравнительной оценки отхода ударной волны и отношения ρ/ρ_∞ построены прямые скачки уплотнения 3 для континуума [4]. Экспериментальные

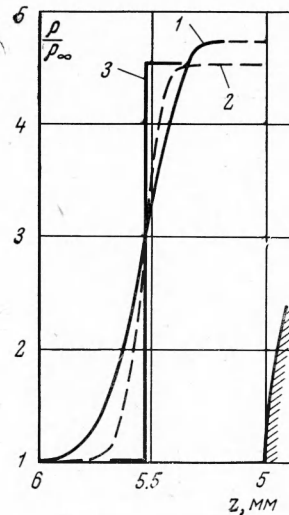


Фиг. 2

кривые 1 и кривые Мотт-Смита 2 совмещались таким образом, чтобы точка перегиба кривой Мотт-Смита совпадала с точкой экспериментальной кривой z^* , имеющей ту же ординату [12,13]. Из анализа графиков видно, что в исследуемом диапазоне чисел R ударная волна размыта; ее толщина составляет $\sim 8-10$ длин свободного пробега частиц набегающего потока. Эти данные несколько больше приводимых в [1,2,12,13]. Отличие объясняется тем, что за толщину ударной волны нами принималось то значение z^* , при котором ρ отличается от значения плотности в набегающем потоке и за скачком приблизительно на 5%. При $R = 230$ наблюдается довольно протяженная область, в пределах которой плотность в ударном слое практически не меняется; значение плотности за скачком в пределах точности измерений совпадает с непрерывным значением, рассчитанным по соотношениям Гюгонио. При $R = 75$ толщина ударной волны увеличивается, соотношения Гюгонио продолжают выполняться, однако ярко выраженная зона с постоянной плотностью отсутствует. В этом случае, видимо, не существует отдельно невязкой зоны течения. Пограничный слой и ударная волна начинают смыкаться.



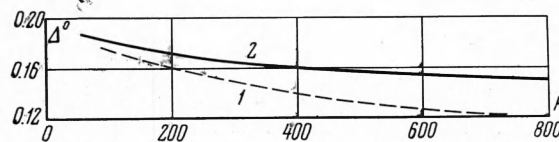
Фиг. 3



Фиг. 4

Для обоих режимов характерно постепенное изменение плотности в ударной волне, причем со стороны набегающего потока — более медленное; часть профиля ударной волны, обращенная к набегающему потоку, — более пологая.

В [12,13] за величину отхода ударного слоя принималось расстояние от тела до точки z^* . Более правильно, по нашему мнению, считать за начало отхода ударной волны ту зону потока, где отношение ρ/ρ_∞ начинает отличаться от единицы, например, на 5%.



Фиг. 5

Измеренные таким образом значения отхода ударной волны Δ° для различных чисел Рейнольдса приведены на фиг. 5 (кривая 1).

Кривая 2 соответствует теоретическому результату, полученному из решения уравнений Навье — Стокса в вязком ударном слое при обтекании теплоизолированного тела в области линии торможения. При различных R величина Δ° характеризуется следующими значениями

$R = 100$	200	400	600	700
$\Delta^\circ = 0.179$	0.172	0.160	0.154	0.152 (расчетные)
$\Delta^\circ = 0.171$	0.162	0.141	0.124	0.121 (экспериментальные)

В решении предполагалось, что при обтекании сферы образуется тонкая ударная волна, по своей форме мало отличающаяся от сферической в области критической точки. Все пространство между ударной волной и телом занято вязким слоем. В качестве внешних граничных условий принимались соотношения Гюгонио на скачке, при этом предполагалось отсутствие скольжения и теплового потока с поверхности. Так как рассмотрение ограничивается областью критической точки, то имело место локальное подобие [3]. Численное интегрирование проводилось при $M_\infty = 5$, $\kappa = c_p/c_v = 1.4$ и число $P = 0.72$ при $R = 100-1000$.

Как видно на фиг. 5, с увеличением плотности толщина ударного слоя уменьшается, ударная волна приближается к телу. В области больших чисел Рейнольдса расхождение экспериментальной кривой с теоретической несколько больше, чем в области малых чисел R . Меньшее расхождение при малых R можно объяснить существованием за скачком полностью вязкого диссипативного слоя (фиг. 3). Однако в исследуемом диапазоне ударная волна размыта, что противоречит принятой модели «вязкого слоя». В то же время соотношения Гюгонио на скачке (в пределах ошибки эксперимента) выполняются раньше, чем поток газа достигает тела. Этим и объясняется достаточно удовлетворительное совпадение экспериментальной и теоретической зависимостей на фиг. 5.

Отметим, что наши экспериментальные результаты и выводы находятся в хорошем соответствии с работами А. В. Иванова [12,13], который исследовал обтекание сферы при $M_\infty = 6$ и $R_\infty = 200$ при помощи электронного пучка.

Поступила 27 VIII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Ш е р м а н Ф. С., Т о л б о т Л. Газодинамика разреженных газов (под ред. Девьена М.). Изд. иностр. лит., 1963, стр. 266—311.
2. Х е й з У. Д., П р о б с т и н Р. Ф. Теории гиперзвуковых течений. Изд. иностр., лит., 1962.
3. P r o b s t e i n R. F., K e m p N. H. Viscous aerodynamic characteristics in hypersonic rarefied gas flow, J. Aerospace Sci., 1960, vol. 27, No. 3, p. 174—192. (русск. перев.: Механика. Сб. перев. и обз. ин. период. лит., 1961, № 2, стр. 59—95).
4. C h e s t e r W. Supersonic flow past a bluff body with a detached shock Part II, Axisymmetrical body. J. Fluid Mech., 1956, No. 5, vol. 1, p. 490—496 (русск. перев.: Механика. Сб. перев. и обз. ин. период. лит., 1957, No. 6, стр. 19—24).
5. К о р о л е в Ф. А., К р о м с к и й Г. И., С к о к о в И. В. Применение фазового метода многолучевой интерферометрии для измерения малых плотностей газов. Изв. высш. учебн. завед. Физика, 1963, № 5, стр. 61.
6. К о р о л е в Ф. А., А к и м о в А. И., К р о м с к и й Г. И., С к о к о в И. В. О применении эталона Фабри — Перо для изучения воздушных потоков низкой плотности. Приборы и техн. эксперим., 1965, № 4, стр. 243.
7. G r a d l l a y D. J. Parallel movement for high finesse interferometer scanning, J. Sci. Instr., 1962, vol. 39, No. 2, p. 41.
8. С к о к о в И. В. Сравнение чувствительности двухлучевого и многолучевого интерферометров к измерению малых вариаций показателя преломления. Вестн. Моск. ун-та, 1962, № 2, стр. 82.
9. Е м е л ь я н о в В. А. О возможности интерферометрических исследований газовых неоднородностей со скачкообразным распределением плотности. Инж.-физ. ж., 1963, № 1.
10. Е м е л ь я н о в В. А., Ж а в р и д Г. П. Методы численного решения задач, возникающих при оптических исследованиях осесимметричных неоднородностей. Инж.-физ. ж., 1962, № 4.
11. M o t t - S m i t h H. M. Solution of the Boltzmann Equation for a Shock Wave. Phys. Rev., 1951, vol. 82, No. 6, p. 885.
12. И в а н о в А. В. Плотность вблизи критической точки затупленного тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком разреженного газа. Докл. АН СССР, 1965, т. 161, стр. 315.
13. И в а н о в А. В. Экспериментальное определение плотности перед затупленными телами, обтекаемыми сверхзвуковым потоком разреженного газа. ПМТФ, 1964, 6, стр. 99.