

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПЕРЕД ЗАТУПЛЕННЫМИ ТЕЛАМИ, ОБТЕКАЕМЫМИ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

А. В. Иванов (Москва)

Известно [1], что при уменьшении плотности сверхзвукового потока, обтекающего затупленное тело, отошедшая ударная волна и пограничный слой утолщаются и, наконец, сливаются вместе, образуя перед телом сплошную зону неизоэнтропического течения. Определение полей плотности в ударном слое, проведенное в настоящей работе, позволяет выявить некоторые особенности обтекания затупленного тела и, возможно, окажется полезным при построении модели такого течения.

Работа проводилась на аэродинамической трубе низкой плотности [2], параметры которой позволяли при помощи изменения размеров моделей, расхода газа и применения различных сопел получать сверхзвуковые потоки с числами Маха M до 6 и с числами Рейнольдса R от нескольких единиц до нескольких сотен. Газодинамические параметры потока определялись при помощи насадков полного напора [2].

Поля плотности определялись при помощи метода электронного зонда, основанного на явлении рассеяния электронов из коллимированного пучка при столкновении их с молекулами газа, присутствующими в исследуемом объеме. Применение этого метода к газодинамическим задачам описано в работах [3-6].

Ввиду того что подробное описание метода в том виде, в котором он здесь используется, изложено в статье [6], здесь изложены лишь основные принципы метода, его характерные особенности и кратко описаны главные элементы экспериментальной установки.

1. Электроны моноэнергетического пучка с начальной интенсивностью J_0 под действием столкновений с молекулами газа выбывают из коллимированного пучка, и интенсивность нерассеянных электронов J , регистрируемых детектором с очень малой угловой апертурой, выражается экспоненциальным законом

$$J = J_0 e^{\varphi(\xi)} \quad \left(\varphi(\xi) = - \int_0^{\xi} \mu \rho(x) dx \right) \quad (1)$$

Здесь ξ — расстояние между источником и детектором, μ — массовый коэффициент ослабления, $\rho(x)$ — плотность газа в точке с координатой x .

Для осесимметричного газового потока выражение (1) может быть приведено к уравнению типа Абеля, решение которого для локальной плотности газа [7] дает

$$\rho(r, z) = \rho_s + \frac{1}{\pi \mu} \int_r^{r_s} \frac{d \ln J(y, z)}{dy} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (2)$$

Здесь координата z отсчитывается вдоль оси потока, y — вдоль направления, ортогонального плоскости xz , r_s — радиус осесимметричного потока в сечении z , r — расстояние от точки (r, z) до оси потока и ρ_s — плотность вне потока в невозмущенной области. Таким образом, для определения плотности в точке r, z необходимо измерить значения электронных токов на детектор $J(y, z)$ в сечении z для различных хорд осесимметричного потока y .

Плотность ρ_s вне потока может быть определена при помощи манометра, а коэффициент ослабления μ должен быть определен заранее для данной энергии электронов, данного газа и данной геометрии аппаратуры при помощи специальных измерений — тарировок в камере с покоящимся газом.

Для того чтобы можно было получать достаточные изменения тока коллимированного пучка, в работе обеспечивались такие условия, при которых экспоненциальный показатель $\varphi(\xi)$ в выражении (1) имел величину порядка единицы. Последнее осуществлялось при помощи подбора энергии электронного пучка. При этом средняя длина свободного пробега электронов в исследуемом газе имеет порядок длины расстояния между источником и детектором, и, следовательно, электроны пучка в среднем испытывают одно столкновение на этом пути. Вероятность попадания электронов, испытавших многократные столкновения, в детектор с малой апертурой оказывается при этом очень малой [6], ввиду чего экспоненциальный закон (1) выполняется с достаточной степенью точности.

2. Принципиальная схема установки, на которой проводились измерения, представлена на фиг. 1, где воздух через игольчатый натекатель 1 поступает в ресивер 2 и затем формируется в сверхзвуковой поток при помощи конического сопла 4, установленного между ресивером 2 и барокамерной 5. Давление в ресивере поддерживается в пределах нескольких миллиметров ртутного столба и измеряется при помощи U-образного манометра 3, заполненного жидкостью с плотностью 955 кг м^{-3} .

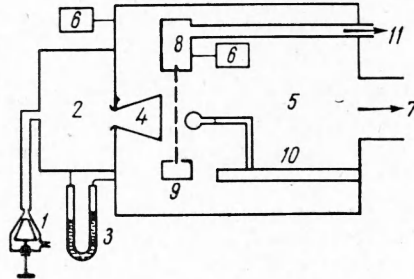
Давление в барокамере поддерживается около 10^{-2} мм рт. ст. при помощи системы вакуумных насосов 7 и измеряется при помощи 6-термопарной лампы ЛТ-2, протарированной по манометру Мак-Леода.

В барокамере 5 вблизи среза сопла на координате 10 устанавливаются различные модели или насадки полного напора. На специальном координатнике перпендикулярно к оси сопла была укреплена платформа, предназначенная для установки на ней электронной пушки 8 и детектора 9. Координатник мог смещать полученную таким образом систему источник — детектор вдоль оси сопла (ось z) и вверх — вниз (ось y). Электронная пушка 8 имела независимую откачку 11, обеспечиваемую высоковакуумным насосом ЦВЛ-100 и механическим насосом ВН-2 через гибкий сильфонный трубопровод. Давление в объеме электронной пушки поддерживалось вблизи 10^{-5} мм рт. ст. Отверстие, через которое электроны выходили в исследуемый объем, представляло собой цилиндрический канал с диаметром 0.5 мм и длиной 15 мм. Электронно-оптическая система пушки была аналогична примененной в работе [4]. Непосредственно на выходе электронной пушки, вне ее высоковакуумного объема были установлены электростатические пластины, предназначенные для точного наведения электронного пучка на диафрагму детектора.

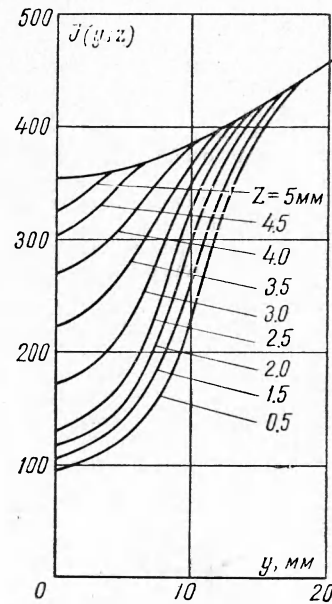
Электронная пушка могла формировать пучок с энергией от 1 до 3 кэ при токах порядка 10^{-6} а.

Детектор 9 располагался на расстоянии 25–30 см от пушки и представлял собой цилиндр Фарадея.

Для предотвращения вторичной электронной эмиссии из коллектора был предусмотрен антидинаatronный электрод. Входное отверстие детектора, определяющее пространственную разрешающую способность аппаратуры, было выполнено



Фиг. 1



Фиг. 2

в виде цилиндрического канала длиной 3 мм и диаметром 0.5 мм. Коллекторный ток измерялся при помощи прибора М-95.

Толщина сжатой области перед затупленным телом имеет сравнительно малые размеры, поэтому необходимо было иметь такой эффективный размер регистрируемого электронного пучка, который был бы по крайней мере на порядок меньше толщины этой области. Этот эффективный размер, или эффективная разрешающая способность, определялся по измерениям коллекторного электронного тока при постепенном перекрытии электронного пучка вертикальной кромкой какой-либо преграды (срезом сопла или передним краем модели). Для детектора с диафрагмой 0.5 мм почти полное исчезновение тока наблюдалось при перемещении кромки относительно пучка на расстояние 0.3 мм, что несколько меньше диаметра диафрагмы детектора. Последнее объясняется тем, что края круглой диафрагмы принимают значительно меньшую часть тока по сравнению с ее центральной частью.

Найденная таким образом эффективная пространственная разрешающая способность оказалась вполне достаточной для проведения экспериментов, результаты которых представлены ниже. Ошибка в определении тока J , вызываемая этим фактором, оказалась лежащей в пределах точности измерения.

3. При проведении экспериментов система источник — детектор при помощи координатника перемещалась в некотором сечении z перпендикулярно оси сопла (вдоль оси y) и проходила, таким образом, путь от оси потока до выхода электронного пучка в невозмущенную область. Затем такая же процедура повторялась для другого сечения z . По полученным измерениям строилась зависимость регистрируемой интенсивности J от координаты y и параметра z .

Для проверки найденного распределения интенсивностей были проведены измерения, когда система источник — детектор перемещалась вдоль оси z последовательно для различных значений y . Полученное семейство по параметру y затем перестраивалось в семейство по параметру z и сравнивалось с полученным непосредственно. В пределах точности измерения обе картины в экспериментах совпадали, что указывало на вполне удовлетворительные измерения тока и достаточно точный отчет координат. На фиг. 2 в качестве примера представлено экспериментально определенное распределение токов $J(y, z)$ (в относительных единицах) при зондировании электронным пучком уплотненной области перед плоским диском диаметром 15 мм, установленным перпендикулярно набегающему потоку с числом $M = 6$ и с числом R_∞ , рассчитанным по условиям набегающего потока и радиусу диска, равным 220. Направление оси z противоположно набегающему потоку, а ее начало помещено на поверхности диска. Из фиг. 2 видно, что при приближении электронного пучка к диску (для меньших значений z) ослабление электронного тока более значительное. На некотором расстоянии от оси потока все кривые для различных z сливаются в одну. Это свидетельствует о том, что возмущения от тела здесь отсутствуют. Верхняя ветвь семейства целиком относится к невозмущенному потоку. При $y \geq r_s = 35$ мм в данном эксперименте $J(y, z)$ практически не зависела от y и была равна 500.

По полученному семейству кривых $J(y, z)$ можно определить локальную плотность $\rho(r, z)$, используя формулу (2), которая в форме, удобной для численных расчетов, принимает вид, сходный с используемым при теневых и интерферометрических исследованиях

$$\rho(i, z) = \rho_s + \frac{1}{\pi \mu r_s} \sum_{j=i}^{n-1} [\ln J_n(z) - \ln J_j(z)] \tau_{ij} \quad (J_n(z) = J(r_s, z)) \quad (3)$$

где n — число кольцевых зон, на которое разбивается осесимметричная струя, i и j — номера зон, τ_{ij} — компоненты треугольной матрицы, определяемые формулами

$$\tau_{ij} = \begin{cases} \omega_{ii} & (j = i), \\ \omega_{ij} - \omega_{ij-1} & (j \neq i), \end{cases} \quad \omega_{ij} = n \ln \frac{j+1 + \sqrt{(j+1)^2 - i^2}}{j + \sqrt{j^2 - i^2}} \quad (4)$$

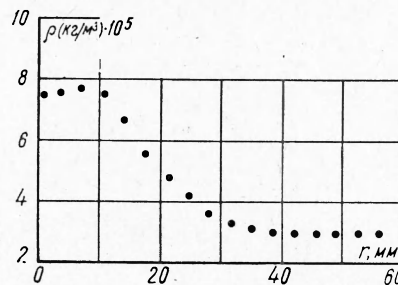
При обработке экспериментов настоящей работы везде полагалось $n = 50$. Величина коэффициента ослабления μ была экспериментально найдена для энергии электронов 2.2 кэВ, для данных геометрических условий равной $2.11 \cdot 10^5 \text{ м}^2 \text{ кг}^{-1}$. Погрешность в определении μ составляла около 8%. Ввиду этого погрешность в определении абсолютной плотности по формуле (3) может достигать до 12%.

Так как размеры исследуемой модели малы по сравнению с радиусом всего потока r_s , то при расчете основной интерес представляют лишь внутренние зоны. Суммирование же в формуле (3) нужно проводить, как видно, от внутренних зон i до внешней $n - 1$ каждый раз для каждого z . Такой трудоемкий расчет можно упростить, используя тот факт, что во внешних зонах значения измеренного тока для различных z совпадают (фиг. 2). Для относительной плотности при этом получим

$$\frac{\rho(i, z)}{\rho_\infty(i)} = 1 + \left(\sum_{j=i}^{j=q} [\ln (J_\infty)_j - \ln J_j(z)] \tau_{ij} \right) \left(\pi \mu r_s \rho_s + \sum_{j=i}^{n-1} [\ln J_n(z) - \ln (J_\infty)_j] \tau_{ij}^* \right)^{-1} \quad (5)$$

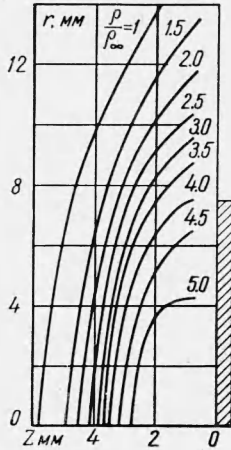
Здесь индекс ∞ относится к невозмущенному набегающему потоку, а q — такое значение j , при котором $J_q = (J_\infty)_q$. Точность в определении относительной плотности несколько лучше, чем в определении абсолютной плотности, поскольку, как видно из формулы (5), роль члена, содержащего величину μ , ослабевает. Максимальная погрешность в этом случае составляет около 10%.

4. На фиг. 3—9 представлены некоторые результаты настоящей работы. На фиг. 3 приведены результаты измерения распределения плотности в невозмущенном потоке $M = 6$ с давлением торможения $p_0 = 10$ мм рт. ст. Сравнение размеров изоэнтропического ядра и плотности в нем, полученные по измерениям при помощи электронного пучка и насадка полного напора [2], в пределах точности обоих экспериментов показывает согласие этих методов. Распределение плотностей перед плоским диском

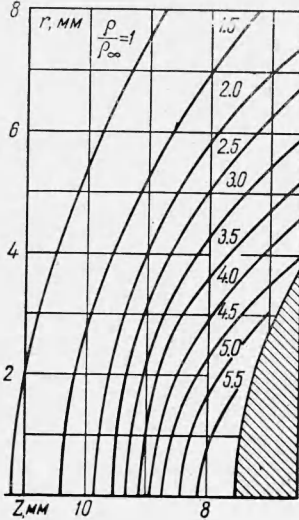


Фиг. 3

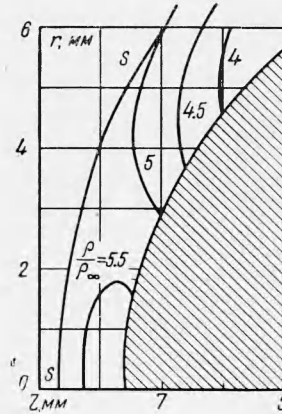
диаметром 15 мм и сферой диаметром 15 мм, установленными в ядре потока с числом $M = 6$, представлено на фиг. 4 и 5 соответственно. Число Рейнольдса R_∞ , рассчитанное по параметрам набегающего потока и радиусу обоих тел, было равно 220. На этих фигурах по оси ординат отложено расстояние от оси r , а по оси абсцисс — координата z , причем начало оси z помещено на поверхности диска и в центре сферы соответственно для этих тел. Различные кривые относятся к различным значениям отношения плотности $\rho(r, z)$ в не-



Фиг. 4

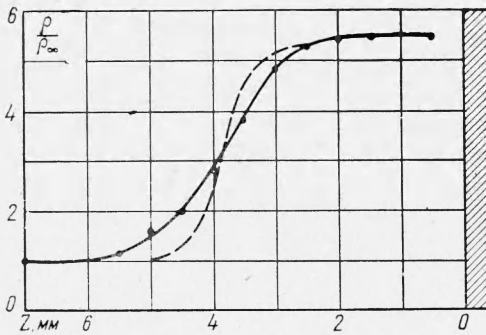


Фиг. 5

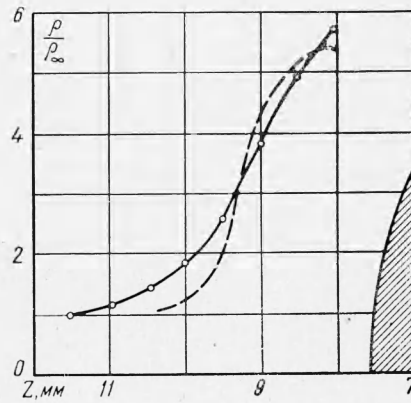


Фиг. 6

которой точке к плотности ρ_∞ в набегающем потоке. Распределение плотности перед диском получено из распределения экспериментально замеренных токов, представленных на фиг. 2; перед диском у самой его поверхности плотность меняется очень незначительно с изменением расстояния от оси потока, тогда как у сферы вдоль ее образующей наблюдается довольно сильное ее изменение. Если



Фиг. 7



Фиг. 8

предположить, что течение вдоль поверхности тела адиабатическое, и рассчитать распределение давления по поверхности этих тел, то окажется, что найденное таким образом распределение давления для сферы близко к распределению, даваемому теорией Ньютона, а для диска отличается от экспериментального распределения, найденного в континуальных условиях [8].

Для сравнения с фиг. 5 на фиг. 6 представлено распределение плотности в ударном слое (SS — ударная волна) перед сферой, обтекаемой континуальным потоком [9].

Фиг. 7 и 8 демонстрируют изменение плотности перед теми же диском и сферой вдоль линии торможения. Для сравнения на этих фигурах пунктиром нанесена структура прямой ударной волны, рассчитанной по методу Мотт-Смита [10]. совме-

щение экспериментальных кривых и кривых, рассчитанных по Мотт-Смиту, проводилось так, чтобы получилось совпадение ординат нулевой точки кривой Мотт-Смита и некоторой точки z_* экспериментальной кривой. Расстояние от найденной таким образом точки z_* до передней критической точки тела было принято за величину отхода ударной волны от тела. Величина отхода, определенная таким образом, оказалась совпадающей с отходом скачка для континуума в случае диска и отличающейся для сферы. Отношение отхода ударной волны Δ к радиусу тела r_b было найдено для диска равным $\Delta/r_b = 0.51$, что практически совпадает с континуальным значением [8].

Для сферы экспериментально определенная величина Δ/r_b оказалась 0.23, тогда как ее континуальное значение равно 0.15 [8].

На фиг. 4 по линиям равной плоскости можно видеть, что ударная волна в окрестности линии торможения очень близка к прямой ударной волне. С другой стороны, фиг. 7 показывает, что за скачком существует довольно протяженная область, в которой плотность изменяется очень незначительно, до самого тела и в пределах точности эксперимента совпадает с расчетным значением плотности за прямым скачком для континуального течения при $M = 6$. Последнее свидетельствует, что условия течения вблизи диска близки к континуальным. Так как в наших условиях температура тела была близка к температуре теплоизолированной стенки, то можно вычислить толщину ламинарного пограничного слоя δ в окрестности передней критической точки диска [11].

Последняя оказалась равной для данного случая 0.44 мм. Проведенная оценка показывает, что взаимодействия ударной волны и пограничного слоя для имевшего место в эксперименте параметра $MR_\infty^{-1} = 0.4$ еще нет. Интересно отметить, что для данного режима течения поправочный множитель к показаниям насадка полного напора с плоским торцом равен единице (см. работу [2]). Принимая во внимание отмеченные обстоятельства, можно считать, что ударная волна перед диском в окрестности линии торможения очень близка по своей структуре к изолированной прямой ударной волне. Последнее позволяет провести более детальное сравнение реальной структуры ударной волны и приближения Мотт-Смита.

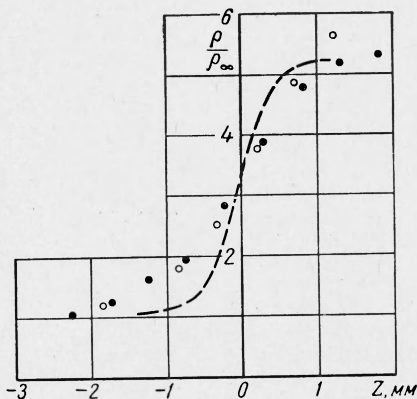
Фиг. 7 показывает, что профиль плотности в ударной волне является более пологим и не является симметричным, как следует из теории Мотт-Смита. Видно, что реальный скачок характеризуется более пологим профилем плотности на стороне, обращенной к набегающему потоку.

Величина отхода ударной волны на сфере значительно меньше, чем на диске, поэтому картина течения здесь будет более сложной, чем в первом случае. Однако если все же рассчитать толщину ламинарного пограничного слоя вблизи передней критической точки [11], то она окажется равной $\delta \approx 0.22$ мм. На фиг. 9 приводится сравнение профиля плотности в ударной волне перед диском (светлые точки) и сферой (темные точки), пунктирная кривая соответствует теории Мотт-Смита; из фигуры вытекает достаточно хорошее совпадение, особенно в области, лежащей ближе к набегающему потоку. Хотя расхождение кривых в более плотной области лежит в пределах точности эксперимента, тем не менее, можно считать, что взаимодействие ударной волны и пограничного слоя в данном случае, если и имеет место, то только начинается, не оказывая заметного влияния на профиль плотности в ударной волне. Отметим, что поправочный множитель к показаниям сферического насадка полного напора [2] имеет для параметра $MR_\infty^{-1} = 0.4$ величину 1.02.

Для объяснения увеличения отхода ударной волны от сферы, по сравнению с его континуальным значением, можно предположить, что этот эффект вызван снижением средней плотности, и увеличением влияния вязкости в расплывшейся ударной волне, которая практически заняла весь сжатый слой.

Было проведено сравнение экспериментально определенной толщины ударной волны с длинами свободного пробега молекул перед волной и за ней. Длина свободного пробега в набегающем потоке перед ударной волной была приблизительно равна 1 мм, в то время как за волной она оказалась равной около 0.2 мм. Из фиг. 7 и 8 видно, что толщина ударной волны скорее имеет порядок длины свободного пробега молекул в набегающем потоке, чем порядок длины свободного пробега за ударной волной, как это полагается в оценках Пробстина [1].

Анализ результатов показывает также, что толщина ударной волны для условий, имевших место в проведенных экспериментах, была больше толщины пограничного слоя. Отсюда можно заключить, что при уменьшении плотности в набегающем



Фиг. 9

потоке толщина ударной волны увеличивается быстрее толщины пограничного слоя. Данный вывод противоречит предложению Пробстена [1], согласно которому существует режим обтекания, когда весь ударный слой будет вязким, но ударная волна остается тонкой.

Автор благодарит Г. И. Петрова за поддержку и интерес к работе, а также В. С. Авдеевского и В. А. Сухнева за советы в ходе ее выполнения.

Поступила 13 VIII 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Probstein R. F. Continuum Theory and Rarefied Hypersonic Aerodynamics. Rarefied Gas Dynamics. 1960, No 3, p. 416 (Proc. of the First Intern. Symposium Held at Nice).
2. Сухнев В. А. Об определении поправок к показаниям насадков полного напора в сверхзвуковом потоке разреженного газа. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1964, № 5.
3. Physical Measurements in Gas Dynamics and Combustion Ed. Ladenburg R. Lewis V. Pease R. N. Taylor H. S. High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion, 1955.
4. Schopper E., Schumacher B. Messung von Gasdichten mit Korpshularstrahlsonder. Z. Naturforschung, 1951, No 6a, S. 700—705.
5. Бусыгин Э. П., Тумакаев Г. К. Измерение плотности газа за ударной волной в ударной трубе методом электронного пучка. Ж. техн. физ., 1964, т. 34, вып. 1, стр. 122—127.
6. Hurlbut F. C. Electron Beam Density Probe for Measurement in Rarefied Gas Flow. J. Appl. Phys., 1959, vol. 30, No 3, p. 273.
7. Sherman P. M. Visualization of low. Density Flow by Means of oxyden Absorption of Ultraviolet Radiation J. Aeronaut sci., 1957, vol. 24, No 2, p. 93.
8. Handbook of Supersonic Aerodynamics, section 8, Bodies of Revolution. Navweps Report 1488 (vol. 3) Published of Direction of the Chiff of the Bureau of Nava Weapons, 1961.
9. Белоцерковский О. М. Расчет обтекания осесимметричных тел с отошедшей ударной волной (Расчетные формулы и таблицы полей течений). ВЦ АН СССР, 1961.
10. Mott-Smith H. M. Solution of the Boltzmann Equation for a Shock Wave. Phys. Rev., 1951, vol. 82, No 6, p. 885.
11. Авдеевский В. С., Копяткевич Р. М. Расчет ламинарного пограничного слоя в сжимаемом газе при наличии теплообмена и произвольном распределении давления вдоль поверхности. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1960, № 1.

ТЕМПЕРАТУРА ГАЗА ЗА ОТРАЖЕННЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

А. А. Борисов, И. С. Заслонко, С. М. Козарко

(Москва)

Использование отраженных волн в ударной трубе обладает целым рядом преимуществ при исследовании протекания химических реакций за ударными волнами. Наиболее важным параметром газа в таких исследованиях является температура за отраженной ударной волной. Как показывают многочисленные эксперименты, одномерная газодинамическая теория в некоторых случаях недостаточна для определения параметров газа и, в частности, его температуры при отражении ударной волны. Поэтому очевидна важность непосредственных измерений температуры за отраженной ударной волной. Для инертных газов в высокотемпературном диапазоне такие измерения были произведены [1]. Однако в наиболее интересном для кинетики многих реакций температурном диапазоне от 1500 до 2500° K непосредственных измерений температуры произведено не было.

Целью настоящей работы было измерение температуры за отраженной ударной волной обобщенным методом обращения *D*-линии натрия [2] и выяснение соответствия реальных значений и профиля температуры, рассчитанного по идеальной одномерной теории и по измеренной скорости падающей ударной волны в области температур 1500—2500° K, а также выяснение возможностей применения данной методики к изучению протекания взрывных реакций за отраженными ударными волнами.