

**ТЕПЛОБМЕН В ЛОБОВОЙ ТОЧКЕ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА,
ОБТЕКАЕМОГО СВЕРХЗВУКОВЫМ РАЗРЕЖЕННЫМ ПОТОКОМ
АЗОТНО-ВОДОРОДНОЙ СМЕСИ*****А. А. Бочкарев, В. А. Косинов,
В. Г. Приходько, А. К. Ребров****(Новосибирск)*

Представлены результаты измерений коэффициента восстановления температуры и удельного теплового потока в лобовой точке сферически затупленного тела, помещенного в сверхзвуковую струю смеси азота с водородом низкой плотности. Эксперименты проводились в режиме течения, переходном от сплошного к свободномолекулярному. Результаты измерений показывают, что имеют место завышенные значения коэффициента восстановления и теплового потока в смеси по сравнению с аналогичными измерениями в чистых газах.

Для градиентных потоков газовых смесей характерна неравновесность течения по поступательным степеням свободы, проявляющаяся, в частности, в изменении локального состава смеси вследствие диффузионного разделения компонент. Роль диффузионных процессов особенно значительна в разреженных газах, так как скорость диффузии в этом случае может быть сравнимой со скоростью потока. Для смеси, состоящей из легких и тяжелых частиц, основным разделяющим фактором является бародиффузия. При сверхзвуковом обтекании затупленных тел диффузия влияет на структуру головной ударной волны и сжатого слоя перед телом. Зона с повышенным давлением (лобовая область) оказывается обогащенной тяжелыми частицами вследствие градиента давления вдоль линий тока и вследствие кривизны линий тока вблизи точки торможения. Концентрационная диффузия и термодиффузия уменьшают эффект разделения. С лобовой поверхностью затупленного тела взаимодействует поступательно неравновесный газ. Если компоненты смеси обладают одинаковой статической температурой и поступательной скоростью в набегающем потоке, то увеличение концентрации тяжелой компоненты в зоне торможения приводит к увеличению полной энтальпии потока в этой зоне по сравнению с невозмущенной областью. Следствием этого являются особенности теплообмена тел, обтекаемых смесью разреженных газов.

Адиабатическая температура торможения в смеси газов с различной молекулярной массой была измерена в [1]. Большинство этих измерений проведены в сверхзвуковой струе смеси аргона и гелия. Измеренные температуры восстановления в лобовой точке затупленного тела оказались значительно выше температуры торможения и выше предельного значения для свободномолекулярного обтекания тел чистым газом. Состав и температура на линии торможения исследовались в [2].

Цель данной работы — выяснение характерных отличий теплообмена при обтекании тел смесью газов в условиях, когда происходит разделение компонент, от теплообмена в чистом газе. В экспериментах измерялись температура восстановления и удельный тепловой поток в лобовой точке сферически затупленного тела при различных начальных концентрациях и давлениях торможения смеси и чистого газа.

Измерения проводились на аэродинамической трубе низкой плотности, описанной в [3]. Температура восстановления T_r измерялась с по-

мощью адиабатического датчика температуры торможения на сферической модели диаметром 8 мм, аналогичной описанной в [1]. Температура в лобовой точке измерялась нихром-константановой термопарой, отделенной от медной сферы теплоизоляционной вставкой. Для ликвидации утечек тепла за счет теплопроводности сфера подогревалась охранным нагревателем; температура ее поверхности контролировалась второй нихром-константановой термопарой, горячий спай которой размещался в непосредственной близости от лобовой точки. За температуру торможения принималась температура при одинаковых показаниях обеих термопар.

Для измерения удельных тепловых потоков в лобовой точке применялась нестационарная методика, основанная на решении второй краевой задачи для уравнения теплопроводности

$$(1) \quad \frac{\partial T}{\partial \tau} = a^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (x \geq 0, \tau \geq 0)$$

для полупространства.

Здесь T — температура, τ — время, x — координата, a — коэффициент температуропроводности. Граничные условия

$$T(x, 0) = T_w, \quad T(0, \tau) = \varphi(\tau)$$

где $\varphi(\tau)$ — температура поверхности сферы в критической точке, измеряемая пленочным термометром сопротивления. Методика таких измерений описана в [4]. Термометром служила платиновая пленка толщиной ≈ 0.5 мкм и площадью 0.5×1.5 мм². Диаметр сферы, изготовленной из молибденового стекла ЗС-5, составлял 32 мм. Kontakтами служили платиновые проволочки диаметром 0.3 мм, впаянные в стекло и зашлифованные заподлицо с поверхностью. Перед сферой устанавливалась заслонка, перекрывавшая поток. В определенный момент времени, принимаемый за начальный, заслонка открывалась и производилась запись показаний термометра сопротивления. Эта запись расшифровывалась с помощью предварительно проведенных градуировок датчика и полученные значения температуры в лобовой точке $\varphi(\tau)$ подставлялись в формулу для расчета удельного теплового потока [4]

$$(2) \quad q = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi a \Delta \tau}} \left[2t_n + \sum_{i=1}^{n-1} t_{n-i} (2\sqrt{i-1} - 4\sqrt{i} + 2\sqrt{i+1}) \right]$$

которая является приближенным арифметическим выражением точного решения уравнения (1), получающегося в виде квадратур (в формуле (2) n — количество интервалов, на которые разбита экспериментальная зависимость $\varphi(\tau)$, $\Delta \tau$ — интервал разбиения, λ и a — коэффициенты теплопроводности и температуропроводности стекла)

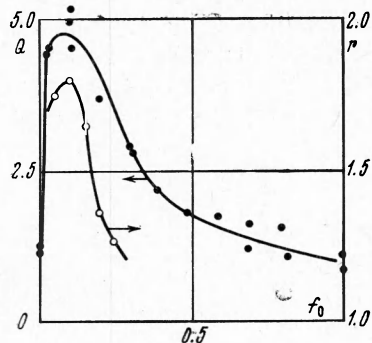
$$t_n = \varphi_n(\varphi) - T_w$$

Датчики размещались на оси сверхзвуковой струи, истекающей из звукового сопла. Диаметр критического сечения сопла $d = 2.25$ и 9 мм в экспериментах по измерению T_r и q соответственно, расстояние между соплом и сферой $l = 3d$.

При обработке результатов параметры набегающего потока, отмеченные индексом ∞ , рассчитывались по условиям изэнтропического расширения [5]. За число Маха набегающего потока M_∞ принималось значение с учетом величины отхода ударной волны [6]. Для условий экспериментов $M_\infty = 4.53$.

На фиг. 1 представлены опытные данные значений коэффициента восстановления $r = (T_r - T_\infty) / (T_0 - T_\infty)$ и отношения удельных тепловых потоков в лобовой точке $Q = q_\Sigma / q_\Sigma^\circ$, измеренных и найденных для

газовой смеси с эквивалентной теплопроводностью, но не подверженной диффузионному разделению. Индекс Σ означает смесь газов. Данные относятся к постоянным значениям числа Рейнольдса по параметрам торможения и диаметру датчика ($Re_0 \approx 372$). Температура торможения поддерживалась комнатной. Измерение температуры проведено при давлении в форкамере $p_0 \approx 1.1$ мм рт. ст. При измерении тепловых потоков



Фиг. 1

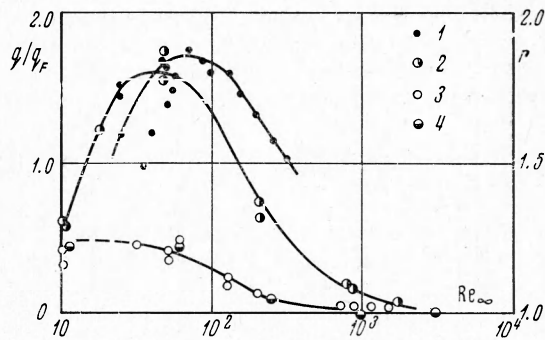
(в диапазоне $f_0 = 0 \div 1$, где f_0 — мольная доля тяжелой компоненты) давление в форкамере изменялось от 2.5 до 1.32 мм рт. ст. Нижний индекс нуля относится к величинам в форкамере, w — к модели.

Значения r лежат существенно выше предельного значения $r = 1.17$ для двухатомных газов в свободномолекулярных условиях. Наибольшая величина $r = 1.77$ получена при $f_0 \approx 0.07$. Измеренная зависимость $q_\Sigma(f_0)$ аналогична зависимости $r(f_0)$. Предположим, что при обтекании тела чистыми азотом N_2 и водородом H_2 и их смесью число Прандтля остается постоянным. Так как в данных экспериментах по измерению q_Σ остаются неизменными величины отношения удельных теплоемкостей γ , M и Re , то в предположении отсутствия бародиффузионных процессов должно выполняться соотношение

$$q_{N_2} / \lambda_{N_2} = q_{H_2} / \lambda_{H_2} = q_{\Sigma^0} / \lambda_{\Sigma}$$

В отсутствие диффузионных процессов тепловой поток в смеси должен быть $q_{\Sigma^0} = q_{N_2} \lambda_{\Sigma} / \lambda_{N_2}$. Зависимость $Q = q_\Sigma / q_{\Sigma^0}$ на фиг. 1 показывает тепловой эффект диффузионного разделения. Максимумы r и Q имеют место при одинаковых значениях f_0 .

На фиг. 2 показаны результаты измерений коэффициента восстановления и теплового потока в смеси с $f_0 = 0.1$ (точки 1, 2) и теплового потока в чистых азоте N_2 и водороде H_2 (точки 3, 4), полученные при изменении давления торможения в виде зависимостей $r(Re_\infty)$ и $q/q_F(Re_\infty)$. Число Рейнольдса Re_∞ рассчитывалось по диаметру датчиков, q_F — удельный тепловой поток для свободномолекулярных условий, вычисленный по [7] для коэффициента аккомодации $\alpha = 1$, $M_\infty = 4.53$, $T_w / T_0 = 1$.



Фиг. 2

Результаты измерений для азота и водорода показывают плавное уменьшение q/q_F при увеличении Re_∞ . Это связано с уменьшением коэффициента восстановления от предельного значения $r = 1.17$ в свободномолекулярных условиях до значения $r \approx 0.9$ в сплошном режиме. Измерения коэффициента восстановления для смеси показывают наличие максимума при $Re_\infty \approx 75$. Такому изменению r соответствует кривая с максимумом для q/q_F в смеси. Сравнение кривых q/q_F для смеси и чистых компонент позволяет определить диапазон чисел Рейнольдса $10 < Re_\infty < 2000$, в котором диффузионное разделение существенно влияет на теп-

лообмен. Сближение точек 2, 3, 4 при $Re_\infty < 10$ соответствует значению $q/q_F = 0.5$ для свободномолекулярных условий. Эта величина указывает, по-видимому, что величина реального коэффициента термической аккомодации молекул на поверхности модели $\alpha \approx 0.5$.

Для сравнения с данными [4] вычисленные по формуле

$$St = q_\Sigma / \rho_\infty U_\infty c_p (T_{r\Sigma} - T_w)$$

значения числа Стентона St для $f_0 = 0.1$ (ρ , U , c_p — плотность, скорость, удельная теплоемкость при постоянном давлении) показаны на фиг. 3 в зависимости от $k^2 = Re_\infty / M_\infty^2 \gamma c$, где

$$c = \mu T_\infty / \mu_\infty T,$$

$$T = (T_0 + T_w) / 2$$

μ — коэффициент динамической вязкости.

Штриховкой нанесена область экспериментальных точек, представленных в [4] для $T_w / T_0 = 0.1 \div 0.43$, $M_\infty = 3 \div 24$, и сплошная кривая — расчетная [8] (теория тонкого ударного слоя) для $\alpha = 1$, $T_w / T_0 = 0$, $M_\infty =$

$= \infty$. Прерывистой линией на оси ординат слева указано значение числа St для свободномолекулярных условий при $M_\infty = 4.53$, $T_w / T_0 = 1$, $\alpha = 0.5$.

Учитывая погрешность измерений, из фиг. 3 можно прийти к выводу, что нет принципиального различия в механизме теплообмена тела с чистыми газами и их смесями при наличии перед телом зоны потока со значительной поступательной неравновесностью. Наблюдаемый в экспериментах тепловой эффект бародиффузионного разделения смеси учитывается числом Стентона, если в качестве определяющей температуры использовать температуру восстановления.

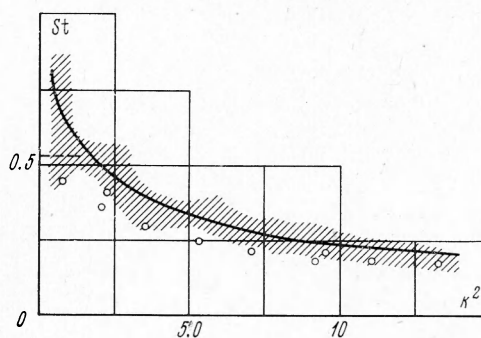
Удовлетворительное согласование сравниваемых данных подтверждает вывод [4] о независимости St от T_w / T_0 для $k^2 = 1 \div 10$ при $T_w / T_0 = 1$.

Авторы благодарны И. Ф. Заварзиной и П. Г. Итину за помощь в работе.

Поступила 20 II 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Maise G., Fenn J. B. Recovery factor measurements in gas mixtures. Phys. Fluids, 1964, vol. 7, No. 7.
2. Бочкарев А. А., Косинов В. А., Приходько В. Г., Ребров А. К. Обтекание затупленного тела сверхзвуковой струей азота и азот-водородной смеси низкой плотности. ПМТФ, 1972, № 6.
3. Бочкарев А. А., Косинов В. А., Приходько В. Г., Ребров А. К. Структура сверхзвуковой струи аргон — гелиевой смеси в вакууме. ПМТФ, 1970, № 5.
4. Заварзина И. Ф. Экспериментальные исследования локальных тепловых потоков на сфере и сферическом притуплении осесимметричного тела. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 4.
5. Жогов В. А., Хомутский А. А. Атлас сверхзвуковых течений свободнорасширяющегося идеального газа, истекающего из осесимметричного сопла. М., ЦАГИ, 1970.
6. Russel D. A. Density disturbance ahead of a sphere in rarefied supersonic flow. Phys. Fluids, 1968, vol. 11, No. 8.
7. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
8. Cheng H. K. Hypersonic shock layer theory of the stagnation region at low Reynolds number. Proc. Heat Trans. and Fluid Mech. Inst. Stanford Univ. Press. Stanford, Calif., 1961, 161—175.



Фиг. 3