

Видно, что в рассматриваемых условиях предположение о локальном термодинамическом равновесии неприменимо для оценок радиационного нагрева поверхности тела. Расчет по поступательной температуре приводит к завышенным значениям лучистого теплового потока. Учет возбуждения и дезактивации молекул в результате радиационных процессов уточняет эту оценку. При этом радиационный нагрев поверхности тела оказывается меньше конвективного. Полученные результаты не показывают существенного увеличения лучистого потока на боковой поверхности тела, отмеченного в [7] для равновесных течений при  $V_{\infty} \geq 9$  км/сек. Это отличие в характере изменения лучистого потока по поверхности тела объясняется реабсорбцией излучения системы полос CO ( $4^+$ ) в ударном слое. Изменение максимальной по спектру оптической толщины ударного слоя  $\tau$  также представлено на фиг. 2.

Поступила 28 IX 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Головачев Ю. П. Расчет обтекания затупленных тел неравновесными газовыми смесями на основе уравнений Навье – Стокса. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1978, т. 18, № 5.
2. Головачев Ю. П. Неравновесное обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком углекислого газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1979, № 5.
3. Гулард Р., Бернс Р. К., Бугнер Р. Е., Нелсон Г. Ф. Течения излучающего газа в условиях входа в атмосферы планет. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, № 3.
4. Бай Ши-и. Динамика излучающего газа. М., «Мир», 1968.
5. Каменщиков В. А., Пластинин Ю. А., Николаев В. М., Новицкий Л. А. Радиационные свойства высокотемпературных газов. М., «Машиностроение», 1971.
6. Митта М. J., Stone E. J., Zipf E. C. Excitation of the CO fourth positive band system by electron impact on carbon monoxide and carbon dioxide. J. Chem. Phys., 1971, vol. 54, No. 6.
7. Головачев Ю. П., Попов Ф. Д. Обтекание затупленных конусов при входе в атмосферу, состоящую из углекислого газа и азота. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 2.

УДК 533.6.011.8

#### О ВЛИЯНИИ КОЭФФИЦИЕНТОВ АККОМОДАЦИИ НА АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАСТИНЫ В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

С. Л. ГОРЕЛОВ, А. И. ЕРОФЕЕВ

(Москва)

Задача об обтекании плоской пластины потоком разреженного газа является одним из наиболее простых примеров пространственного обтекания тел в переходной области, позволяющих проанализировать влияние различных параметров на характер обтекания. В большинстве работ (см., например, [1–3]), где эта задача решается на основе кинетических уравнений, в качестве граничного условия на поверхности принимается полностью диффузное отражение молекул, т. е. предполагается, что отраженные частицы имеют максвелловскую функцию распределения по скоростям с температурой, равной температуре пластины  $T_w$ . Примеры влияния граничных условий в предположении диффузно-зеркального отражения рассматривались в [1, 4]. В данной работе для случая обтекания пластины одноатомным газом под нулевым углом атаки граничные условия на поверхности пластины определяются схемой диффузно-зеркального отражения молекул. Рассматриваются два варианта этой схемы, в одном из которых часть молекул отражается зеркально, а часть – диффузно с температурой, равной температуре поверхности. В другом полагается, что функция распределения отраженных молекул максвелловская, а температура определяется через коэффициент аккомодации энергии.

В случае обтекания пластины под углами атаки газом, молекулы которого имеют вращательные степени свободы, исследуется влияние на аэродинамические харак-

теристики и поля течения аккомодации вращательной энергии молекул на поверхности.

1. **Метод решения.** Задачи обтекания пластины решаются одним из вариантов метода Монте-Карло – методом прямого моделирования [1, 2], в котором прослеживается движение ансамбля молекул, моделирующих реальный газ. Около обтекаемого тела выделяется прямоугольная область, которая разбивается на ячейки, размер которых меньше местной длины свободного пробега молекул. Процессы движения молекул и столкновения между ними рассматриваются последовательно. Столкновения молекул проводятся статистически, причем сталкиваться могут только молекулы, находящиеся в одной геометрической ячейке. На границах области вверх по потоку задается невозмущенная функция распределения, которая для одноатомного газа и для газа, состоящего из молекул с вращательными степенями свободы, имеет соответственно вид

$$(1.1) \quad f_0(\xi, T_\infty) = n_\infty \left( \frac{m}{2\pi k T_\infty} \right)^{3/2} \times \exp \left[ - \frac{m(\xi - u_\infty)^2}{2kT_\infty} \right]$$

$$(1.2) \quad f_\infty(\xi, \omega) = f_0(\xi, T_\infty) \times \frac{I}{4\pi k T_\infty} \exp \left[ - \frac{I\omega^2}{2kT_\infty} \right]$$

Здесь  $n_\infty$ ,  $U_\infty$ ,  $T_\infty$  – плотность, скорость и температура невозмущенного потока газа;  $\xi$ ,  $\omega$  – поступательная и угловая скорости молекул;  $m$ ,  $I$  – масса и момент инерции молекул;  $k$  – постоянная Больцмана. На границах области вниз по потоку в качестве граничного выбирается условие отсутствия градиента функции распределения, т. е. предполагается, что в прилегающих к границе ячейках вне расчетной области молекулы имеют те же скорости и положения, что и в граничных ячейках внутри области. В процессе свободного перелета они перемещаются на расстояние  $\Delta r = \xi \Delta t$ , где  $\Delta t$  – шаг по времени. При этом учитываются лишь молекулы, которые пересекают границу области.

2. **Обтекание пластины под нулевым углом атаки.** Предположим, что функция распределения отраженных от элемента поверхности молекул имеет вид

$$f_w(\xi) = (1 - \sigma) f_+(\xi) + \sigma f_0(\xi, T_r)$$

Здесь  $f_+$  – функция распределения, соответствующая зеркальному отражению молекул газа от элемента поверхности,  $f_0(\xi, T_r)$  – максвелловская функция,  $T_r$  – температура отраженных молекул,  $\sigma$  – коэффициент диффузности. Для диффузной составляющей функции распределения температура отраженных молекул  $T_r$  определяется через коэффициент аккомодации энергии

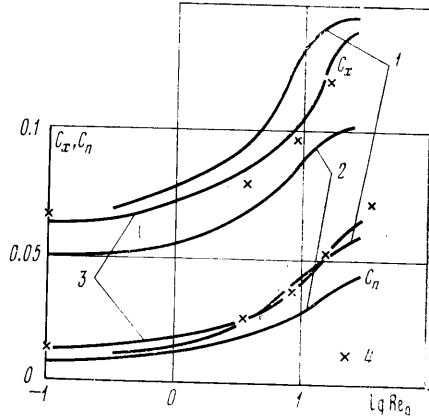
$$(2.1) \quad \alpha_e = \frac{E_i - E_r}{E_i - E_w}$$

Здесь  $E_s$  – потоки энергии молекул на поверхность ( $i$ ) и от поверхности ( $r, w$ ). Тогда для  $T_r$  получаем

$$(2.2) \quad T_r = \alpha_e T_w + \frac{m \xi_i^2}{4k} (1 - \alpha_e)$$

Здесь  $\xi_i$  – скорость ударившейся о поверхность молекулы. Ниже будут рассмотрены два случая:  $\sigma = 0.8$ ,  $\alpha_e = 1$  и  $\sigma = 1$ ,  $\alpha_e = 0.8$ . Соотношение между  $\sigma$  и  $\alpha_e$  выбирается таким, чтобы при свободномолекулярном обтекании для обоих случаев был одинаков обмен энергией между потоком газа и поверхностью тела. Таким образом, рассмотрение указанных случаев дает возможность исследовать влияние на аэродинамические характеристики пластины различных схем отражения молекул.

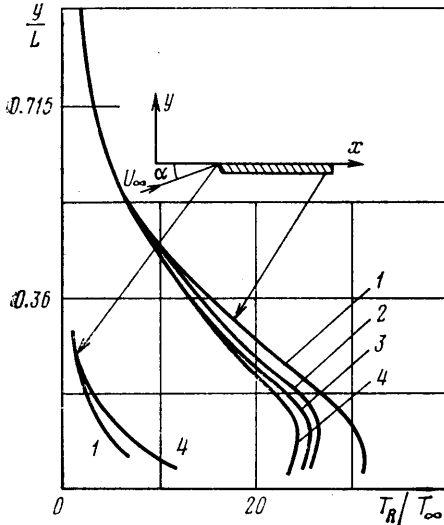
Расчеты обтекания пластины одноатомным газом под нулевым углом атаки проводились для молекул – упругих сфер при  $S_\infty = U_\infty (m/2kT_\infty)^{1/2} = 18.26$ , температурном факторе  $t_w = T_w/T_0 = 0.1$  ( $T_0$  – температура торможения). На фиг. 1 приведены результаты расчетов коэффициентов сопротивления  $C_x$  и нормальной силы  $C_n$  в зависимо-



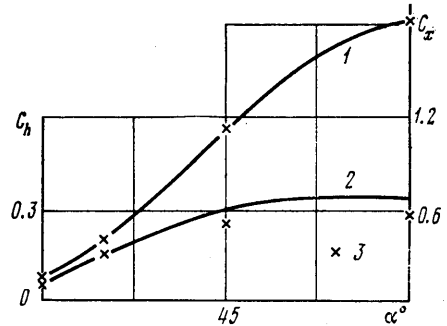
Фиг. 1

сти от  $Re_0 = \rho_\infty U_\infty L / \mu(T_0)$  ( $L$  — длина пластины,  $\mu$  — коэффициент вязкости): кривые 1–3 соответствуют значениям  $\sigma$  и  $\alpha_e$  (1, 1; 0,8, 1; 1, 0,8). Из фиг. 1 следует, что наличие доли зеркально отраженных от поверхности молекул уменьшает  $C_x$  и  $C_n$  по сравнению с полностью диффузным отражением, причем с увеличением  $Re_0$  различие в значениях аэродинамических характеристик увеличивается. Так, если в свободномолекулярном режиме обтекания значения  $C_x$  при  $\sigma=1$  и 0,8 отличаются на 20%, то при  $Re_0=30$  это различие достигает 40%.

Этот факт, по-видимому, может быть объяснен двумя причинами: во-первых, в принятой схеме взаимодействия каждая молекула при  $\sigma=0,8$  передает меньший тангенциальный импульс поверхности (в среднем на 20%), а во-вторых, наличие зеркально отраженных молекул уменьшает возмущение набегающего потока отраженными от поверхности молекулами, что приводит к уменьшению потока частиц на поверхность и, как следствие, к уменьшению коэффициента сопротивления. Случай  $\sigma=1$ ,



Фиг. 2



Фиг. 3

$\alpha_e=0,8$  в определенной степени аналогичен изменению температурного фактора  $t_w$ . Действительно, в свободномолекулярном потоке можно подобрать  $t_w$  так, чтобы обмен энергией молекул со стенкой при  $\alpha_e=1$  соответствовал обмену энергией при  $\alpha_e \neq 1$  (для случая  $\alpha_e=0,8$   $t_w=0,33$ ). Оказывается, при увеличении  $Re_0$  аэродинамические характеристики пластины в этих двух случаях ( $\alpha_e=0,8$ ,  $t_w=0,1$  и  $\alpha_e=1$ ,  $t_w=0,33$ ) близки. На фиг. 1 соответствующие расчетные точки нанесены символом 4.

3. Обтекание пластины под углом атаки с учетом вращательных степеней свободы молекул. При решении этой задачи исследовалось влияние аккомодации вращательной энергии молекул на поверхности на аэродинамические характеристики пластины под углом атаки. Для описания взаимодействия между молекулами была использована модель двухточечных центров отталкивания [3]. Для этой модели сечение столкновения не зависит от относительной скорости молекул, а скорость обмена энергией между поступательными и вращательными степенями молекул определяется отношением соответствующих времен релаксации  $Z_R$ . При описании взаимодействия молекул с поверхностью предполагалось, что поступательные степени свободы приходят в равновесие со стенкой, а функция распределения по угловым скоростям имеет вид

$$(3.1) \quad f_w(\omega) = \frac{I}{4\pi k T_R} \exp \left[ -\frac{I\omega^2}{2k T_R} \right]$$

Температура вращательных степеней свободы отраженных молекул определяется через коэффициент аккомодации вращательной энергии молекул  $\alpha_R$ , который определяется по формуле (2.1), если потоки энергии  $E_s$  заменить на потоки вращательной энергии  $\bar{E}_{R_s}$

$$(3.2) \quad T_R = \alpha_R T_w + (1 - \alpha_R) \frac{I\omega_i^2}{2k}$$

Здесь  $\omega_i$  — угловая скорость падающей на поверхность молекулы. Предварительные расчеты с произвольным значением  $\alpha_R$  показали достаточно слабое влияние  $\alpha_R$  на аэродинамические характеристики пластины и поля течения. Поэтому в большинстве случаев для установления максимального влияния коэффициента аккомодации, вращательной энергии молекул на поверхности расчеты проводились при  $\alpha_R=1$  и 0.

В случае  $\alpha_R=0$  угловая скорость молекул после столкновения с поверхностью принималась равной угловой скорости до столкновения, а не определялась в соответствии с (3.2).

На фиг. 2 представлено распределение вращательной температуры в двух сечениях, перпендикулярных пластине, проходящей через переднюю и заднюю кромки, для угла атаки  $\alpha=15^\circ$ ,  $S_\infty=18.26$ ,  $T_w=0.1 T_0$ ,  $Re_0=20$ ,  $Z_R=10$ . Кривые 1–4 соответствуют  $\alpha_R=0, 0.5, 0.75, 1$ . Интересно отметить, что в случае, когда вращательная температура в поле течения около пластины меньше температуры поверхности, уменьшение  $\alpha_R$  приводит к уменьшению  $T_R$  (поле температуры у передней кромки). В другом случае — поле температуры у задней кромки, когда  $T_R > T_w$ , — уменьшение  $\alpha_R$  приводит к увеличению  $T_R$ .

На фиг. 3 представлены результаты расчета коэффициента сопротивления  $C_x$  и коэффициента  $C_h$  (кривые 1 и 2) в зависимости от угла атаки  $\alpha$  для случая:  $S_\infty=18.26$ ,  $T_w=0.1 T_0$ ,  $Re_0=20$ ,  $Z_R=10$ . На фиг. 3 кривые соответствуют коэффициенту аккомодации вращательной энергии  $\alpha_R=1$ , символом 3 отмечены расчетные точки для случая  $\alpha_R=0$ . Кроме расчетов, результаты которых представлены на фигуре, были проведены расчеты для различных  $Re_0$  и для случая горячей стенки ( $T_w=T_0$ ), а также проводился ряд расчетов для разных  $S_\infty$  и  $Z_R$ .

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы. Изменение аккомодации вращательной энергии на аэродинамические характеристики оказывает слабое влияние. Изменение  $\alpha_R$  оказывает существенное влияние на теплопередачу на поверхности пластины в случае холодной стенки ( $T_w=0.1 T_0$ ) при больших углах атаки  $\alpha \geq 30^\circ$  и в случае горячей стенки ( $T_w=T_0$ ) при  $\alpha \leq 45^\circ$ . Существенное влияние изменение  $\alpha_R$  оказывает также на распределение вращательной температуры.

Поступила 6 VII 1978.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Vogenitz F. W., Broadwell J. E., Bird G. A. Leading edge flow by Monte-Carlo direct simulation technique. AIAA Journal, 1970, vol. 8, No. 3.
2. Ерофеев А. И., Перепухов В. А. Расчет обтекания пластины бесконечного размаха потоком разреженного газа. Уч. зап. ЦАГИ, 1976, т. 7, № 1.
3. Горелов С. Л., Ерофеев А. И. Влияние внутренних степеней свободы на обтекание пластины гиперзвуковым потоком разреженного газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1978, № 6.
4. Черемисин Ф. Г. Численное исследование влияния характеристик взаимодействия газ — поверхность на движение разреженного газа. В сб. «Численные методы в динамике разреженных газов», вып. 2. М., ВЦ АН СССР, 1975.

УДК 534.222.2

### ЧАСТНЫЙ СЛУЧАЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ЗА НЕСТАЦИОНАРНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

М. В. ПИСКАРЕВА, Ф. В. ШУГАЕВ

(Москва)

Рассматривается распределение плотности за нестационарной ударной волной при определенном значении числа Маха  $M_*$ , зависящем от  $\gamma=c_p/c_v$ .

Используется ранее установленный факт [1], что при  $M=M_*(\gamma)$  существует связь между первой и второй производными плотности по нормали за волной. Исследован вид профиля плотности в безразмерных переменных за плоской, цилиндрической и сферической ударными волнами в окрестности фронта волны. В первом случае, если газ перед волной однороден, возможны только два вида профиля плотности (с точностью до малых третьего порядка по координате). Во втором и третьем случаях вид распределения плотности зависит еще от одного параметра — отношения первой производной по нормали плотности за волной к радиусу кривизны волны.

Пусть нестационарная ударная волна произвольной формы распространяется по неоднородному газу. Предполагается, что плотность, давление, скорость газа за волной представляют собой гладкие функции координат и времени.