

УДК 533.6.011.8

О ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ ДЛЯ ГАЗОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА

ЛАРИНА И. Н., РЫКОВ В. А.

На примере задачи о теплопередаче для одно- и двухатомных газов исследуется влияние граничных условий на распределение макропараметров различных типов. Расчеты проводятся на основе модельных кинетических уравнений [1, 2]. Для двухатомного газа предлагается граничное условие, учитывающее взаимные переходы вращательной и поступательной энергий частиц при их столкновении с поверхностью тела. Сравнение с результатами эксперимента позволило определить коэффициенты, входящие в граничные условия.

При исследовании обтекания тела потоком разреженного газа необходимо знать функцию распределения частиц, отраженных от поверхности тела. Отсутствие экспериментальных и теоретических данных, непосредственно относящихся к взаимодействию газа с поверхностью, приводит к тому, что используют более или менее правдоподобное представление для отраженной функции распределения, содержащее некоторое количество свободных параметров. Как правило, эти параметры связывают с коэффициентами аккомодации импульса и энергии.

К настоящему времени проведено большое количество экспериментальных измерений потоков импульса и энергии, получаемых телом. Эти аэродинамические характеристики тесно связаны с коэффициентами аккомодации, поэтому проведение расчетов на основе кинетических уравнений с использованием модельного представления граничного условия позволяет определить значения коэффициентов аккомодации путем сравнения численных и экспериментальных результатов. Опыт таких сопоставлений дает возможность считать, что в задачах обтекания затупленных тел [3] процесс передачи импульса набегающего потока телу хорошо описывается полностью диффузным законом взаимодействия.

1. Для одноатомного газа функция распределения частиц, отраженных от тела, имеет вид

$$f_w(\mathbf{x}, \xi) = n_w \left(\frac{m}{2\pi k T_a} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m\xi^2}{2kT_a} \right), \quad \xi_n = (\xi_n) > 0 \quad (1.1)$$

n — внешняя нормаль к телу. Плотность n_w определяется из условия непротекания, а параметр T_a — из энергетического баланса на поверхности тела. Уравнение баланса энергии для локального участка поверхности записывается при помощи коэффициента аккомодации энергии

$$\alpha_e = (E_i - E_r) / (E_i - E_w) \quad (1.2)$$

Здесь E_i — энергия, приносимая на единичный элемент поверхности падающими молекулами за единицу времени, E_r — энергия, уносимая отраженными молекулами, E_w — энергия, которую уносили бы молекулы, если бы газ находился в равновесии со стенкой, т. е. когда величина T_a в (1.1) равна температуре тела T_w .

Из (1.1) следует, что $E_r = 2N_i k T_a$, $E_w = 2N_i k T_w$, где N_i — поток падающих частиц. Тогда (1.2) можно записать

$$kT_a = \alpha_e kT_w + (1 - \alpha_e) E_i / (2N_i) \quad (1.3)$$

При исследовании течений газа с вращательными степенями свободы

функцию распределения частиц, отраженных от тела, берут в виде

$$f_w(\mathbf{x}, \xi, e) = n_w \left(\frac{m}{2\pi k T_a^t} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m\xi^2}{2kT_a^t} \right) \frac{1}{kT_a^r} \exp\left(-\frac{e}{kT_a^r} \right) \quad (1.4)$$

Здесь e — энергия вращательного движения молекул, T_a^t и T_a^r — температуры поступательных и вращательных степеней свободы. Вместо функции распределения $f(\mathbf{x}, \xi, e)$ в [2] вводятся плотности распределения числа частиц и вращательной энергии в фазовом пространстве (\mathbf{x}, ξ)

$$f_0(\mathbf{x}, \xi) = \int_0^\infty f de, \quad f_1(\mathbf{x}, \xi) = \int_0^\infty e f de$$

Состояние двухатомного газа описывается на основе системы модельных кинетических уравнений для функций f_0 и f_1 . Граничные условия на поверхности тела для f_0 и f_1 получаются применением к (1.4) соответствующих операций интегрирования

$$f_{0w} = n_w \left(\frac{m}{2\pi k T_a^t} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m\xi^2}{2kT_a^t} \right), \quad f_{1w} = kT_a^r f_{0w}, \quad \xi_n > 0 \quad (1.5)$$

Как и для одноатомного газа, n_w находится из условия непротекания.

$$n_w = 2V\bar{\pi} \left(\frac{m}{2kT_a^t} \right)^{1/2} N_i, \quad N_i = - \int_{\xi_n < 0} \xi_n f_{0i} d\xi$$

Для определения параметров T_a^t и T_a^r следует записать уравнения баланса для поступательной и вращательной энергий газа при его взаимодействии со стенкой.

Рассмотрим несколько возможных типов граничных условий.

Модель граничного условия I. Наиболее часто для двухатомного газа вводится один коэффициент аккомодации энергии α_e , определяемый соотношением (1.2). Но теперь падающий поток энергии в (1.2) состоит из падающих поступательных E_i^t и вращательных E_i^r потоков энергии, т. е. $E_i = E_i^t + E_i^r$. Аналогичное равенство имеет место и для отраженных потоков энергии $E_r = E_r^t + E_r^r$. При одном коэффициенте аккомодации в (1.5) полагают $T_a^t = T_a^r = T_a$. Тогда $E_r = 3N_i k T_a$ и (1.2) приводится к виду

$$kT_a = \alpha_e kT_w + (1 - \alpha_e) E_i / (3N_i) \quad (1.6)$$

Модель граничного условия II. Для более детального описания обмена энергией между газом и телом вводятся коэффициенты аккомодации энергий поступательных α_t и вращательных α_r степеней свободы

$$\alpha_t = \frac{E_i^t - E_r^t}{E_i^t - E_w^t}, \quad \alpha_r = \frac{E_i^r - E_r^r}{E_i^r - E_w^r} \quad (1.7)$$

$$E_r^t = 2N_i k T_a^t, \quad E_r^r = N_i k T_a^r, \quad E_w^t = 2N_i k T_w, \quad E_w^r = N_i k T_w$$

Для параметров T_a^t и T_a^r из (1.7) имеем

$$kT_a^t = \alpha_t kT_w + (1 - \alpha_t) \frac{E_i^t}{2N_i} \quad (1.8)$$

$$kT_a^r = \alpha_r kT_w + (1 - \alpha_r) \frac{E_i^r}{N_i} \quad (1.9)$$

Отметим, что при $\alpha_t = \alpha_r = \alpha_e$ из (1.7) следует уравнение баланса (1.2), но граничные функции распределения в моделях I и II различны, поскольку равенство (1.6) есть следствие предположения о равенстве между вращательной и поступательной температурами, в то время как в равенствах (1.8), (1.9) T_a^r и T_a^t в общем случае различны.

Модель граничного условия III. Модель II более полно описывает обмен энергией между газом и телом по сравнению с моделью I, однако она не учитывает обмена энергией между поступательными и вращательными степенями свободы молекул при их столкновении со стенкой. Обмен такого рода можно учесть, если в разложениях E_r^t и E_r^r относительно величин $(E_i^t - E_w^t)$ и $(E_i^r - E_w^r)$ сохранить оба члена, т. е.

$$E_r^t = E_i^t - (\alpha_t + \alpha_r^t) (E_i^t - E_w^t) + \alpha_r^t (E_i^r - E_w^r) \quad (1.10)$$

$$E_r^r = E_i^r - (\alpha_r + \alpha_r^t) (E_i^r - E_w^r) + \alpha_r^t (E_i^t - E_w^t) \quad (1.11)$$

Смысл коэффициентов, входящих в выражения (1.10), (1.11), выясним на примере случая, когда газ взаимодействует с холодной стенкой, т. е. $E_i^t - E_w^t > 0$, $E_i^r - E_w^r > 0$. Уравнение (1.10) есть уравнение баланса поступательной энергии на поверхности тела. Энергия поступательных степеней свободы отраженных молекул E_r^t складывается из пришедшей на поверхность поступательной энергии E_i^t за вычетом поступательной энергии $\alpha_t (E_i^t - E_w^t)$, переданной телу, и поступательной энергии $\alpha_r^t (E_i^r - E_w^r)$, перешедшей во вращательные степени свободы, и плюс энергия $\alpha_r^t (E_i^r - E_w^r)$, перешедшая из вращательных степеней свободы в поступательные. Аналогично истолковывается уравнение баланса вращательной энергии (1.11). Если сложить уравнения (1.10) и (1.11), то получим уравнение баланса полной энергии

$$E_r = E_i - \alpha_r (E_i^r - E_w^r) - \alpha_t (E_i^t - E_w^t)$$

Коэффициенты α_r и α_t определяют доли вращательной и поступательной энергии, передаваемой телу. Скорости переходов поступательной энергии во вращательную и наоборот определяются коэффициентами α_r^r и α_r^t соответственно. Переходя в (1.10), (1.11) к параметрам T_a^t и T_a^r , получим

$$kT_a^t = \frac{E_i^t}{2N_i} - (\alpha_t + \alpha_r^t) \left(\frac{E_i^t}{2N_i} - kT_w \right) + \frac{\alpha_r^t}{2} \left(\frac{E_i^r}{N_i} - kT_w \right) \quad (1.12)$$

$$kT_a^r = \frac{E_i^r}{N_i} - (\alpha_r + \alpha_r^t) \left(\frac{E_i^r}{N_i} - kT_w \right) + 2\alpha_r^t \left(\frac{E_i^t}{2N_i} - kT_w \right) \quad (1.13)$$

Таким образом, функции распределения (1.5) совместно с (1.12), (1.13) определяют третью модель граничных условий на поверхности тела. Значения коэффициентов α_t , α_r , α_r^r , α_r^t находятся из эксперимента.

В свободномолекулярных течениях, в тех случаях, когда требуется рассчитать лишь энергообмен газа с поверхностью, условий баланса (1.6) или (1.7) достаточно. Но в случае, когда надо дополнительно определить поле течения, следует использовать третью модель граничных условий.

Анализ граничного условия для одноатомного газа и трех моделей граничных условий двухатомного газа проводится далее на задаче о теплопередаче между параллельными пластинами. Выбор задачи связан с тем, что именно для задачи о теплопередаче в настоящее время имеется ряд детальных экспериментов [4-6]. Сравнение проведенных расчетов с экспериментальными данными дает возможность сделать оценки эффективности разных моделей граничных условий, прояснить некоторые противоречия, возникающие при анализе коэффициентов аккомодации энергии.

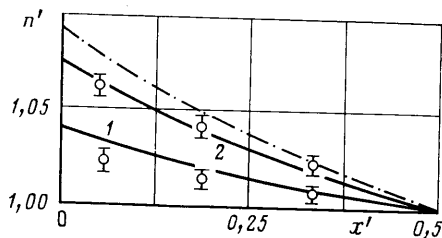
Численный анализ задачи для одноатомного газа проводился на основе S-модельного уравнения [1], а для двухатомного газа (азота) — на основе модельных уравнений [2, 3]. Для задачи о теплопередаче в одноатомном газе при диффузном законе взаимодействия с $\alpha_e = 1$ имеется сравнение результатов, полученных на основе S-модельного уравнения, с результатами численного решения уравнения Больцмана [7]. Это сравнение показывает, что профили плотности и температуры, полученные разными методами, совпадают с точностью до ошибок вычислений. Это дает уверенность в том, что модельные кинетические уравнения обеспечивают необходимую для сравнения с экспериментом точность результатов.

2. Измерение распределения плотности между двумя параллельными пластинами с небольшой разностью температур стенок выполнено в [4]. Для одноатомного

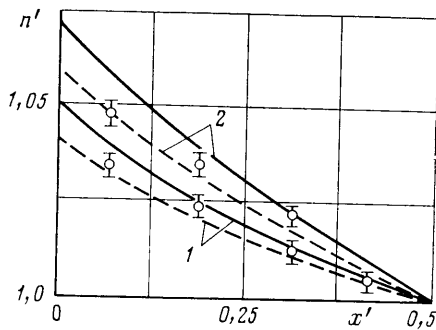
газа (аргона) в [4] приводятся профили плотности при температурах стенок $T_{w1} = 228 \text{ K}$ и $T_{w2} = 368 \text{ K}$ ($T_{w2}/T_{w1} = 1,28$) и для чисел Кнудсена $\text{Kn} = \{0,757, 0,194\}$. Число Кнудсена вычислялось по плотности n_0 в центре отрезка между пластинами, т. е. $n_0 = n(x' = 0,5)$, $x' = x/L$, L — расстояние между пластинами. Измеренное в эксперименте значение коэффициента аккомодации $\alpha_e = 0,826$.

На фиг. 1 дано сравнение профилей плотности $n'(x') = n(x')/n(0,5)$, полученных в расчетах и эксперименте. Расчеты проводились с граничными условиями (1.1), (1.3) и $\alpha_e = 0,826$. Цифрами 1, 2 на фиг. 1 отмечены кривые, представляющие результаты расчетов для $\text{Kn} = 0,757$ и $0,194$ соответственно, точками нанесены результаты эксперимента с указанием пределов ошибок измерения. Для представления о влиянии коэффициента аккомодации на фиг. 1 штрихпунктирной линией изображен профиль плотности для $\text{Kn} = 0,194$ и $\alpha_e = 1$. Заметим, что профили плотности при $T_{w1}/T_{w2} = 1,28$ уже имеют отклонение от линейной зависимости.

Расчитанное давление $p = n T_i$ между пластинами меняется слабо и различие величин p на пластинах порядка 1%. Исходя из представленных на фиг. 1 резуль-



Фиг. 1



Фиг. 2

татов, можно сказать, что полученные в расчетах с учетом коэффициента аккомодации распределения плотности хорошо совпадают с измеренными в эксперименте. Следует также учесть, что измерения плотности вблизи поверхности тела менее надежны.

В [4] измерялся также профиль плотности в азоте при тех же значениях температур стенок. Для коэффициента аккомодации энергии в свободномолекулярном режиме получено значение $\alpha_e = 0,76$.

При решении модельных кинетических уравнений для газа с вращательными степенями свободы [3] значение параметра B , входящего в выражение вязкости газа, равнялось 2,78. Расчеты для азота проводились с разными граничными условиями. На фиг. 2 сплошными линиями приведены профили плотности, полученные в расчетах с граничными условиями (1.5), (1.6) и $\alpha_e = 0,76$. Цифрами 1 и 2 отмечены кривые, представляющие результаты расчетов для $\text{Kn} = 0,387$ и $0,188$ соответственно. Расчетные кривые идут немного выше экспериментальных данных, нанесенных точками с вертикальными черточками.

Для тех же чисел Кнудсена $\text{Kn} = \{0,387; 0,188\}$ были проведены расчеты с граничными условиями (1.12), (1.13) модели III. Значения параметров α_i , α_r , α_i' , α_r' выбирались из условий наилучшего совпадения рассчитанных профилей поступательной T_i и вращательной T_r температур с экспериментальными данными работы [6] при коэффициенте аккомодации энергии $\alpha_e = 0,76$. При этом были получены следующие значения коэффициентов: $\alpha_i = 0,8$, $\alpha_r = 0,6$, $\alpha_i' = 0,1$, $\alpha_r' = 0,5$. Отвечающие этим значениям коэффициентов профили плотности нанесены на фиг. 2 штриховыми линиями. Более детальные граничные условия модели III дают хорошее совпадение с экспериментом.

3. В [5] проводилось измерение распределения плотности гелия и аргона между параллельными пластинами, отношение температур которых равнялось 4:1. Температуры стенок были $T_{w1} = 79 \text{ K}$ и $T_{w2} = 294 \text{ K}$. Число Кнудсена вычислялось по плотности газа в центральной точке между пластинами. Для того чтобы оценить среднее значение коэффициента аккомодации энергии для холодной и горячей пластин, проводилось измерение потока тепла на стенку в свободномолекулярном режиме. Холодная пластина была изготовлена из стали, а горячая из алюминия. Измерения для горячей пластины дали значение α_e для гелия 0,58 и азота 0,82. Для холодной пластины измерения выполнены с большей погрешностью и значения α_e принадлежат интервалу 0,4–0,58 для гелия и 0,7–0,82 для азота. Для сравнения с расчетами в [5] предлагается единое для обеих стенок приближенное значение α_e , но свое для каждого сорта газа. При расчете профиля температуры в гелии принято $\alpha_e = 0,58$.

На фиг. 3 представлено сравнение при $\text{Kn} = 0,399$ данных эксперимента и расчета по S-модельному уравнению [1]. Цифрой 1 отмечен результат для $\alpha_e = 0,58$ и цифрой

2 — для $\alpha_e=1$. Точками нанесены экспериментальные результаты. Штриховой линией отмечен результат, полученный методом Лиза с учетом коэффициента аккомодации энергии, и штрихпунктирной линией нанесен результат для сплошной среды. Из хода кривых 1 и 2 видно сильное влияние коэффициента аккомодации на профиль плотности. Учет коэффициента аккомодации при построении решения на основе S-модельного уравнения приводит к результату, хорошо совпадающему с экспериментальным профилем плотности, причем не только у холодной пластины, как это получается в методе Лиза, но и у горячей.

4. Для сравнения теоретических расчетов с данными эксперимента наибольший интерес представляют результаты работы [6], в которой представлены данные измерения профилей поступательной T_t и вращательной T_r температур между двумя параллельными пластинами для задачи о теплопередаче. Измерения проводились в азоте в диапазоне чисел Кнудсена от 0,02 до 1,45. Пластины были сделаны из латуни. Отношение температур стенок бралось небольшим, для того чтобы профиль плотности менялся линейно, но конкретные значения температур не указываются. Результаты измерений вращательной и поступательной температур приводятся в безразмерном виде

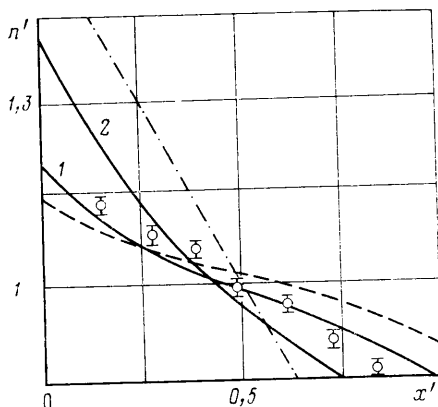
$$T_{\alpha'} = \left(\frac{T_{\alpha}(x') (T_{w1} + T_{w2})}{2T_{\alpha}(0,5)} - T_{w1} \right) \frac{1}{T_{w2} - T_{w1}}, \quad \alpha \in \{r, t\}$$

где T_{w1} , T_{w2} — температуры холодной и горячей стенок соответственно.

Экспериментальные профили плотности и вращательной температуры представлены прямыми линиями во всем интервале чисел Кнудсена. Поступательная температура определяется через измеренное значение плотности из приближенного условия постоянства давления между пластинами $n(x')T_t(x')=p=\text{const}$. Профили поступательной и вращательной температур совпадают при $\text{Kn} \leq 0,06$. При увеличении числа Кнудсена профили расходятся. Это происходит из-за различия в модели II коэффициентов аккомодации для поступательных и вращательных степеней свободы. Эксперимент указывает на то, что по модели II $\alpha_r > \alpha_t$. Авторы [6] отмечают, что этот результат находится в противоречии с результатами других исследований, например, [8, 9], где получено, что $\alpha_r/\alpha_t \leq 1$. В [6] указано, что результаты эксперимента находятся в согласии с результатами [4], где измерялись профили плотности азота при соотношении температур стенок $T_{w2}/T_{w1}=1,28$ и $\alpha_e=0,76$. Поэтому в расчетах для сравнения профилей температур были заданы такие же температуры стенок: $T_{w1}=288 \text{ K}$ и $T_{w2}=1,28T_{w1}$.

Расчет профилей вращательной и поступательной температур с использованием модели граничного условия I показал, что профили вращательной и поступательной температур практически совпадают. Следовательно, при постановке задачи надо использовать более детальные модели граничных условий II или III.

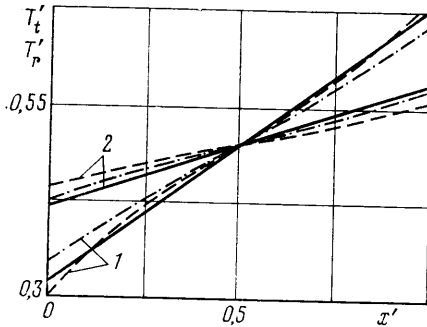
Расчеты, выполненные по модели граничных условий II (формулы (1.5), (1.8), (1.9)), показывают, что при $\alpha_t > \alpha_r$ профиль приведенной вращательной температуры T_r' у холодной стенки выше профиля T_t' . Это противоречит эксперименту, который показывает обратное расположение профилей. На фиг. 4 ($\text{Kn}=1,45$) сплошными линиями 1 и 2 нанесены экспериментальные профили для T_r' и T_t' . Расчетные значения температур с использованием модели II при $\alpha_t=0,5$ и $\alpha_r=1$ представлены штрих-



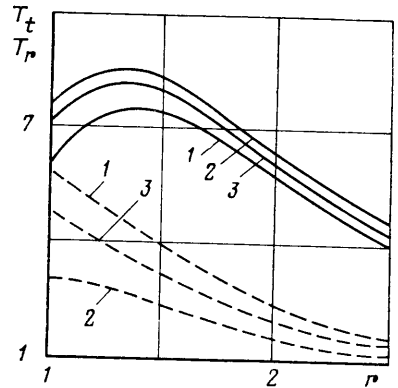
Фиг. 3

пунктирными линиями. При этом коэффициент аккомодации энергии $\alpha_e=0,7$. Даже при значении $\alpha_r=1$ профили вращательной температуры для $Kn=1,45$ и $0,3$ проходят выше экспериментальных. Это может быть следствием того, что модель граничного условия II не учитывает обмена энергией между поступательными и вращательными степенями свободы молекул при их столкновении со стенкой.

Применение более общей модели граничных условий III к задаче о теплопередаче требует знания коэффициентов α_i , α_r , α_i^r и α_r^t . Значения этих коэффициентов выбирались из следующих условий. Во-первых, расчетные профили поступательной и вращательной температур должны быть близки к экспериментальным. Во-вторых, коэффициент аккомодации



Фиг. 4



Фиг. 5

энергии α_e должен иметь значение, равное измеренному в эксперименте. В рассматриваемом случае $\alpha_e=0,7$, где

$$\alpha_e = [\alpha_i(E_i^t - E_w^t) + \alpha_r(E_i^r - E_w^r)] / (E_i - E_w) \quad (4.1)$$

В-третьих, согласно экспериментальным и теоретическим работам (например, [9]), $\alpha_i > \alpha_r$.

Ряд расчетов позволил убедиться в том, что первое условие выполняется с большой точностью, когда комбинации коэффициентов

$$x = \alpha_r + \alpha_r^t - 2\alpha_i^r, \quad y = \alpha_i + \alpha_i^r - 0,5\alpha_r^t$$

принимают значения $x=1,1$, $y=0,4$. При этих значениях x и y профили температур T_r' и T_i' совпадают с экспериментальными не только при $Kn=1,45$, но и при $Kn=0,3$. Расчетные профили нанесены на фиг. 4 штриховыми линиями. Выбор указанных комбинаций x и y диктуется соотно-

Таблица 1

α_i	α_r	α_i^r	α_r^t	α_e	T_a^t	T_a^r
0,9	0,3	0,05	0,9	0,7	0,324	0,169
0,8	0,5	0,1	0,8	0,7	0,325	0,170
0,7	0,7	0,05	0,5	0,7	0,327	0,170

шениями (1.12), (1.13), поскольку в данной задаче величины $E_i^r/N_i - kT_w$ и $E_i^t/2N_i - kT_w$ близки. Удовлетворяя второму и третьему условиям, можно подобрать ряд значений искоемых коэффициентов, обеспечивающих совпадение расчетных и экспериментальных данных как для $Kn=1,45$, так и для $Kn=0,3$. Эти значения приводятся в табл. 1.

Таким образом, модель граничных условий III позволяет удовлетворить экспериментальным данным с сохранением теоретического неравенства на коэффициенты аккомодации $\alpha_i > \alpha_r$.

5. Рассмотрим влияние модели граничного условия III на обтекание сферы азотом. Поток энергии q на единичный элемент поверхности тела и выражение коэффициента аккомодации энергии (4.1) можно записать в виде

$$q = E_i - E_r = \alpha_i (E_i^t - E_w^t) + \alpha_r (E_i^r - E_w^r)$$

$$\alpha_e = \alpha_i + (\alpha_r - \alpha_i) \frac{1}{3} \frac{E_i^r / N_i - kT_w}{E_i / (3N_i) - kT_w}$$

Для свободномолекулярных течений при безразмерной скорости набегающего потока $S \gg 1$ в лобовой точке сферы имеем

$$\alpha_e \approx \alpha_i - (\alpha_i - \alpha_r) \frac{1 - T_w'}{S^2}$$

Эта формула показывает, как α_e зависит от безразмерной температуры тела $T_w' = T_w / T_\infty$ и скорости набегающего потока S , T_∞ — температура газа невозмущенного потока.

Из-за отсутствия информации о коэффициентах α_i , α_r , α_i^t , α_r^t выберем их значения такими же, как в задаче о теплопередаче, поскольку нас ин-

Таблица 2

N	α_i	α_r	α_i^t	α_r^t	α_e	C_D	q	T_a^t	T_a^r
1	0,8	0,8	0	0	0,79	2,44	-15,5	4,85	4,85
2	0,8	0,5	0	0	0,96	2,45	-19,2	5,33	2,99
3	0,8	0,5	0,1	0,8	0,97	2,35	-18,8	3,67	6,25

тересует лишь качественная оценка влияния обмена между поступательной и вращательной энергиями молекул при столкновении со стенкой на параметры течения. В табл. 2 представлены три варианта расчетов коэффициента сопротивления C_D и значений в лобовой точке сферы коэффициента аккомодации α_e , потока энергии q , параметров T_a^t и T_a^r . Решение модельных кинетических уравнений для газа с вращательными степенями свободы выполнялось для $S=4$, $B=0,5$, $Kn=1$, $T_w'=4,5$. Численная схема и детали расчетов описаны в [3]. Учет коэффициентов обмена α_i^t и α_r^t приводит к изменению параметров T_a^t и T_a^r в граничном условии, а следовательно, и к изменению коэффициента сопротивления C_D . Причем C_D зависит от α_i^t и α_r^t даже в свободномолекулярном режиме. Величина потока энергии q в свободномолекулярном режиме зависит только от α_i и α_r .

На фиг. 5 приведены профили температур T_r и T_t вдоль оси симметрии перед сферой, отмеченные соответственно цифрами 1-3 для трех вариантов расчета, представленных в табл. 2. Из фиг. 5 видно, что значения коэффициентов обмена α_i^t и α_r^t значительно влияют на профили температур. Отсюда следует, что при сравнении результатов численного решения с экспериментальными данными следует иметь в виду имеющуюся неопределенность в граничных условиях. С другой стороны, измерение в эксперименте профилей вращательной температуры, плотности и давления позволило бы при помощи расчета на основе модели граничных условий III определить значения коэффициентов α_i , α_r , α_i^t и α_r^t .

Объединение экспериментальных и расчетных методов, как показывают результаты настоящей работы, позволяет получить более полную информацию о граничных условиях взаимодействия двухатомного газа с поверхностью тела.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шахов Е. М. Метод исследования движений разреженного газа. М.: Наука, 1974. 207 с.
2. Рыков В. А. Модельное кинетическое уравнение для газа с вращательными степенями свободы.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 6, с. 107–115.
3. Ларина И. Н., Рыков В. А. Исследование обтекания сферы двухатомным разреженным газом.— В сб.: Численные методы в динамике разреженных газов. Вып. 4. М.: ВЦ АН СССР, 1979, с. 52–68.
4. Teagan W. P., Springer G. S. Heat-transfer and density-distribution measurements between parallel plates in the transition regime.— Phys. Fluids, 1968, v. 11, № 3, p. 497–506.
5. Alofs D. J., Flagan R. C., Springer G. S. Density distribution measurements in rarefied gases contained between parallel plates at high temperature differences.— Phys. Fluids, 1971, v. 14, № 3, p. 529–533.
6. Kassem A., Hickman R. S. Rotational temperature and density distribution measurements in the transition regime.— Rarefied Gas Dyn. Techn. Pap. 10th Int. Symp., 1976. New York, N. Y., 1977, p. 283–294.
7. Лимар Е. Ф., Седова Е. С., Яницкий В. Е. Сравнение двух решений задачи о теплопередаче в разреженном газе.— В сб.: Численные методы в динамике разреженных газов. Вып. 4. М.: ВЦ АН СССР, 1979, с. 117–129.
8. Feuer P. Theory of the thermal accommodation coefficients of a diatomic gas.— J. Chem. Phys., 1963, v. 39, № 5, p. 1311–1316.
9. Marsden D. J. Measurements of energy transfer in gas-solid surface interactions using electron beam excited emission of light.— Rarefied Gas Dynam., v. II. New York – London: Acad. Press, 1966, p. 566–583.
10. Legge H. Recovery temperature determination in free molecular flow of a polyatomic gas.— In: Raref. Gas Dynam. V. I/Ed. Oguchi H. University of Tokyo Press, 1984, p. 271–278.

Москва

Поступила в редакцию
25.X.1985