

АККОМОДАЦИЯ ПОСТУПАТЕЛЬНОЙ И ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ГАЗА ПРИ СВОБОДНОМОЛЕКУЛЯРНОМ ОБТЕКАНИИ ТОНКОЙ ПРОВОЛОКИ

*А. К. Ребров**, *А. А. Морозов*, *М. Ю. Плотников*, *Н. И. Тимошенко*, *А. В. Шишкин*

*Институт теплофизики Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 12 марта 2003 г.

Представлены результаты определения коэффициентов аккомодации поступательной и вращательной энергии молекул газа при свободномолекулярном обтекании тонкой проволоки. В основу метода положено численное решение уравнения полного теплового баланса для проволочного зонда. Определены коэффициенты аккомодации для газов H_2 , N_2 , CH_4 , CO_2 на позолоченной поверхности вольфрама. Для водорода с замороженной вращательной энергией получен отрицательный коэффициент аккомодации вращательной энергии, что обусловлено переходом вращательной энергии падающих молекул в поступательную энергию отраженных молекул.

PACS: 47.45.Dt, 47.45.Nd, 68.49.Df

1. ВВЕДЕНИЕ

Представления об аккомодации (полноте энергообмена молекул газа с поверхностью) важны для анализа неравновесных процессов при взаимодействии молекул с поверхностью. Понятия о коэффициентах аккомодации энергии возникли в начале прошлого столетия, когда стали проясняться особенности процессов в разреженных газах и устанавливались представления о температурных скачках у поверхности [1]. Классическое выражение для коэффициента аккомодации энергии имеет вид

$$\alpha = \frac{E_i - E_r}{E_i - E_w}, \quad (1)$$

где E_i и E_r — энергии падающих и отраженных молекул, E_w — средняя энергия отраженных молекул, соответствующая температуре поверхности. Величину температурного скачка газа как граничное условие для газа у поверхности в задачах механики сплошной среды легко выразить через коэффициент аккомодации. На протяжении нескольких десятилетий интерес исследователей был направлен на изучение аккомодации поступательной

энергии. После середины прошлого столетия ученые заинтересовались и аккомодацией внутренней энергии. Практическим стимулом к этому послужило освоение космических технологий, создание материальной базы микроэлектроники и атомной техники на основе использования вакуумных и вакуумно-плазменных процессов. Это способствовало переходу к изучению процессов с сильной неравновесностью в газах с внутренними степенями свободы (вращательными, колебательными, электронными). Эта тенденция сохранилась и стала более выраженной в настоящее время [2–7].

Полученные результаты, возможности и перспектива исследования взаимодействия молекул с поверхностью не могут удовлетворить запросы практики по созданию базы данных, достаточной для моделирования взаимодействия молекул газа с техническими поверхностями, типичными для различных приложений. Все это подчеркивает важность разработки методов исследования энергообмена на поверхности в условиях идентичных или приближенных к конкретным потребностям физического эксперимента или технологии.

Использование коэффициента аккомодации в виде (1) предполагает одинаковую аккомодацию энергии на поверхности как для поступательной, так и

*E-mail: rebrov@itp.nsc.ru

для внутренней энергии. Такое предположение не является обоснованным, так как известно, что релаксация по поступательным степеням свободы происходит быстрее, чем по внутренним [8]. Кроме того, такой подход не учитывает возможного перераспределения энергии между различными степенями свободы и их модами. Поэтому для более точного описания энергообмена молекулы с поверхностью предлагается использовать дополнительные коэффициенты, которые определяют долю энергии, переходящей в другие степени свободы [9]. Известны исследования, в которых вводятся четыре коэффициента, описывающие не только обмен энергии с поверхностью, но и переход поступательной энергии во внутреннюю энергию и обратно [10]. Возможность таких переходов можно грубо учесть, если ввести парциальные коэффициенты аккомодации α_{tr} и α_{rot} для поступательной и внутренней энергии. Для определения этих коэффициентов в формуле (1) следует использовать соответственно поступательную и внутреннюю энергии.

Ранее для экспериментального определения парциальных коэффициентов аккомодации использовался ряд различных методов: анализ ультразвуковых колебаний поверхности в разреженном газе [11], расчет энергетического баланса на основе измерения скоростей молекул и заселенности уровней падающих и отраженных молекул [12–14], измерение температуры восстановления на плоской пластине в свободномолекулярном потоке [15], анализ теплового потока между помещенными в разреженный газ проволокой и лентой [16]. Корректность последнего метода, впрочем, позднее была подвергнута сомнению [17]. Теоретический анализ значений парциальных коэффициентов аккомодации проводился при помощи квантовомеханических расчетов [18]. Как экспериментальные измерения, так и теоретический расчет показывают, что коэффициент аккомодации поступательной энергии может значительно превышать коэффициент аккомодации внутренней энергии.

Особое место в исследовании энергообмена на поверхности и определении парциальных коэффициентов аккомодации занимает метод нагретой проволоки, помещенной в газодинамический свободномолекулярный поток [19–23]. Отличительной особенностью этого метода является возможность анализа энергообмена в характерных для динамики разреженных газов условиях обтекания тела сверхзвуковым потоком, когда поступательная и внутренняя энергии падающих молекул значительно различаются. Кроме того, метод может применяться для ши-

рокого диапазона температур поверхности и энергий газового потока.

Теоретические основы вычисления коэффициентов аккомодации энергии при исследовании теплопередачи от цилиндра в свободномолекулярном потоке по существу были разработаны в [24]. Широко распространено использование тонкой проволоки для измерения коэффициентов аккомодации полной энергии в покоящемся газе при больших числах Кнудсена [3, 5]. Возможность определения коэффициентов аккомодации полной энергии при диагностике потока разреженного газа проволочным анемометром приведена в [25], где в комбинации с другими инструментами использовано упрощенное вычисление теплового баланса проволоки. В работах [19–23] было показано, что идея полного анализа теплового баланса для цилиндра в свободномолекулярном потоке может быть реализована при определении парциальных коэффициентов аккомодации для поступательной и внутренней энергии. В этих работах коэффициенты аккомодации были определены при использовании аналитического решения упрощенного уравнения теплового баланса, предложенного в [26]. Однако подобные упрощения неприемлемы во всем интервале температуры проволоки, так как привносят существенную неопределенность в анализ.

В предлагаемой статье представлены результаты определения коэффициентов аккомодации поступательной и вращательной энергии молекул на поверхности при численном решении уравнения теплового баланса с учетом влияния электрических и теплофизических характеристик проволоки. Работа является продолжением исследования, начатого в [27]. Особое внимание уделяется определению коэффициентов аккомодации в условиях, когда поступательная и вращательная энергии сильно различаются.

2. МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ АККОМОДАЦИИ

Тепловой баланс для нагреваемой током проволоки единичной длины, помещенной в газ, определяется следующим уравнением:

$$cg\pi r_0^2 \frac{\partial T_w}{\partial t} = \frac{I^2 \rho}{\pi r_0^2} + \lambda \pi r_0^2 \frac{d^2 T_w}{dx^2} + 2\pi r_0 h (T_r - T_w) - 2\pi r_0 \varepsilon \sigma (T_w^4 - T_\infty^4). \quad (2)$$

Здесь x — расстояние, измеряемое вдоль проволоки, T_w — температура проволоки, r_0 — радиус проволоки, c — удельная теплоемкость, g — плотность,

I — сила электрического тока, ρ — удельное электрическое сопротивление, λ — коэффициент теплопроводности, ε — степень черноты, σ — постоянная Стефана–Больцмана, T_∞ — температура окружающих поверхностей, T_r — температура восстановления проволоки, h — коэффициент теплоотдачи для данных параметров потока. При вычислениях было принято, что ρ , ε и λ линейно зависят от температуры.

Граничное условие для уравнения (2) — температура T_s в местах соединения проволоки с держателями. Правильное определение этой температуры представляет собой одну из главных трудностей в решении рассматриваемой задачи. Обычно держатели являются массивными по сравнению с проволокой. Если известна температура держателя T_b на большом расстоянии от места соединения, то можно определить T_s , полагая, что T_s зависит от теплового потока от проволоки к держателю и от теплового сопротивления держателя. Рассмотрим случай цилиндрического держателя радиуса r_b . Если принять, что теплопередача на малых расстояниях от места соединения ($r \leq r_0$) осуществляется как в плоском слое, а на больших расстояниях ($r \geq r_0$) — как в сферическом слое, то это позволяет нам получить приближенную оценку T_s в виде

$$T_s \approx \left\{ T_b + \frac{q}{2\pi\lambda_b} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_b} \right) \right\} + \frac{q}{\pi\lambda_b r_0},$$

где q — тепловой поток от проволоки к держателю (определяемый при вычислении с помощью градиента температуры на конце проволоки), λ_b — коэффициент теплопроводности держателя. При $r_b \gg r_0$ получаем

$$T_s \approx T_b + \frac{3}{2} \frac{q}{\pi\lambda_b r_0}.$$

Для решения уравнения (2) необходимо знать коэффициент теплоотдачи h и температуру восстановления T_r . Кинетическая теория газов позволяет находить эти величины на выпуклых поверхностях в свободномолекулярном потоке [9]. Воспользуемся выражениями для h и T_r для цилиндра, расположенного перпендикулярно потоку газа с внутренними степенями свободы [21] (вывод этих формул приведен в Приложении):

$$h = \frac{1}{4\sqrt{\pi}} nk\xi \exp\left(-\frac{s^2}{2}\right) \frac{U}{S} [I_0 + S^2(I_0 + I_1)], \quad (3)$$

$$T_r = \frac{T_{tr}}{\xi} \left\{ \alpha_{tr} \left(2S^2 + 5 - \frac{1}{1 + S^2(1 + I_1/I_0)} \right) + \alpha_{rot} j \frac{T_{rot}}{T_r} \right\}. \quad (4)$$

Здесь n , U , T_{tr} , T_{rot} — соответственно, плотность числа частиц, скорость, поступательная и вращательная температуры газового потока,

$$S = \frac{U}{(2kT_{tr}/m)^{1/2}}$$

— скоростное отношение, m — молекулярная масса, k — постоянная Больцмана,

$$\xi = 4\alpha_{tr} + j\alpha_{rot}, \quad j = \frac{5 - 3\gamma}{\gamma - 1}$$

— число внутренних степеней свободы, γ — показатель адиабаты, I_0 и I_1 — модифицированные функции Бесселя, соответственно, нулевого и первого порядков от аргумента $S^2/2$.

Необходимо отметить, что в покоящемся газе ($U = 0$) уравнение (4) сводится к виду

$$T_r = T_{tr}$$

и коэффициент теплоотдачи в уравнении (3) зависит только от комплекса $\xi = 4\alpha_{tr} + j\alpha_{rot}$. Поэтому разделить коэффициенты аккомодации поступательной и внутренней энергии возможно только в том случае, когда имеется направленное движение газа.

Во всех случаях определения коэффициентов аккомодации был использован метод минимизации разности между расчетными и измеренными значениями электрического сопротивления зонда — тонкой проволоочки, нагреваемой электрическим током. Сначала при различных значениях тока I_k ($k = 1, \dots, N$) проводилось измерение сопротивления проволоки R'_k . Затем проводился перебор всех возможных пар коэффициентов аккомодации ($\alpha_{tr}, \alpha_{rot}$), и для каждой пары ($\alpha_{tr}, \alpha_{rot}$) и для каждого значения силы тока I_k численно решалось уравнение (2) и находилось распределение температуры $T_w(x) = T_w(x, \alpha_{tr}, \alpha_{rot}, I_k)$ вдоль проволоки. Полученное распределение температуры использовалось для вычисления интегрального электрического сопротивления проволоки

$$R(\alpha_{tr}, \alpha_{rot}, I_k) = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^L \rho(T_w(x, \alpha_{tr}, \alpha_{rot}, I_k)) dx,$$

где L — длина проволоки. Затем находилось расхождение между вычисленными и экспериментальными значениями электросопротивления

$$\Delta_k = R(\alpha_{tr}, \alpha_{rot}, I_k) - R'_k$$

и отыскивался минимум функционала

$$F(\alpha_{tr}, \alpha_{rot}) = \sum_1^N \Delta_k^2.$$

Значения коэффициентов аккомодации α_{tr} и α_{rot} , соответствующие минимуму $F(\alpha_{tr}, \alpha_{rot})$, принимались как искомые значения коэффициентов аккомодации. При таком подходе учитываются особенности распределения температуры по длине проволоки и уменьшается влияние погрешностей, неизбежных при экспериментальных измерениях.

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Эксперименты были выполнены на вакуумной газодинамической установке, где разреженный поток газа создавался при свободном расширении из звукового сопла диаметром $d_* = 6$ мм при давлении торможения $P_0 = 1000\text{--}2100$ Па и температуре газа $T_0 = 290\text{--}300$ К. Фоновое давление газа, окружающего струю в вакуумной камере, было на уровне 2.7 Па. Проволочный зонд размещался на оси струи на расстояниях $D = (2\text{--}7)d_*$ от сопла. При таких условиях поток около проволоки свободен от влияния фонового газа [28]. Параметры потока на оси струи для рассматриваемых расстояний соответствуют расширению невязкого газа [29].

В качестве зонда использовалась позолоченная вольфрамовая проволока диаметром 8.3 мкм, что

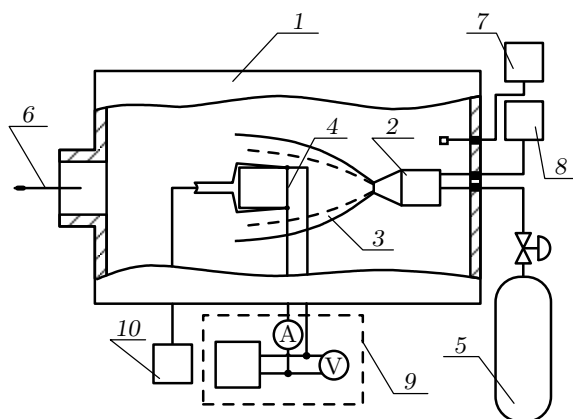


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — вакуумная камера, 2 — форкамера, 3 — струя, 4 — проволочный зонд, 5 — баллон с газом, 6 — магистраль откачки, 7, 8 — приборы измерения давления, 9 — система электрических измерений, 10 — блок питания

обеспечивало свободномолекулярный поток в описанных выше условиях. Диаметр проволоки измерялся с использованием электронного микроскопа. Проволока приваривалась к держателям из нержавеющей стали в форме цилиндра диаметром 0.6 мм, сведенного на конус к размеру 0.2 мм. Типичная длина проволоки L составляла 3–10 мм. В процессе экспериментов периодически проводился контроль поверхности. Измерения электрического тока и напряжения на проволоке проводились приборами с классом точности 0.1. Диапазон токов выбирался в зависимости от длины зонда таким образом, чтобы максимальная температура проволоки, определенная в расчете, не превышала 700 К.

Экспериментам в свободной струе предшествовало определение температурной зависимости электрических и теплофизических характеристик проволоки: удельного сопротивления ρ , коэффициента теплопроводности λ и степени черноты ε . В этих экспериментах необходимо было обеспечить устойчивый высокотемпературный контакт между проводом и медными зажимами и при этом иметь возможность четко определять длину проволоки. С этой целью концы проволоки лудились свинцово-оловянным припоем и под микроскопом вводились в никелевые капилляры, где и зачеканивались. Длина проволоки (от края одного капилляра до края другого) при комнатной температуре измерялась под микроскопом с точностью до 0.02 мм. В экспериментах по определению теплофизических характеристик никелевые капилляры зажимались в массивные медные зажимы. Зависимость $\rho = \rho(T_w)$ определялась по измерениям в термостате в воздухе при атмосферном давлении.

Степень черноты поверхности проволоки в зависимости от температуры, $\varepsilon(T_w)$, была определена по измерениям электрического сопротивления длинной проволоки ($L = 100$ мм) при низком давлении газа ($P = 10^{-2}$ Па). При таких условиях доля тепла, переданная в держатели и в газ, мала по сравнению с тепловым излучением. Решая уравнение (2) и сравнивая расчетную зависимость $R = R(\varepsilon, I)$ с экспериментальной $R' = R'(I)$, подбирали степень черноты $\varepsilon(T_w)$. Определенная таким образом степень черноты использовалась в дальнейшем для уточнения коэффициента теплопроводности проволоки. Для этого проводились измерения электросопротивления проволоки длиной $L = 10$ мм при низком давлении газа. При таких условиях тепловой поток от проволоки к держателям является доминирующим. Как и для степени черноты, значение коэффициента теплопроводности λ подбиралось из сравнения рас-

четной зависимости $R = R(\lambda, I)$ с экспериментальной зависимостью. Затем степень черноты определялась более точно с учетом полученного значения теплопроводности.

В результате описанных выше процедур калибровки были определены следующие характеристики для тестируемой проволоки:

$$\varepsilon = 0.05 [1 + 0.00335(T_w - 273)],$$

$$\rho = 5.65 \cdot 10^{-8} [1 + 0.0041(T_w - 273)] \text{ Ом} \cdot \text{м},$$

$$\lambda = \begin{cases} 145 - 0.11(T_w - 273) \text{ Вт/м} \cdot \text{К}, & T_w \leq 523 \text{ К}, \\ 117 - 0.06(T_w - 523) \text{ Вт/м} \cdot \text{К}, & T_w \geq 523 \text{ К}. \end{cases}$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Апробация метода была проведена на одноатомных газах Ar и He [27]. В экспериментах с многоатомными газами (H_2 , N_2 , CH_4 , CO_2) проводилась вышеупомянутая процедура перебора пар коэффициентов аккомодации (α_{tr} , α_{rot}). Пример проекции различия экспериментальных и вычисленных значений электросопротивления

$$\Delta = \frac{1}{N} \sum_1^N \Delta_k^2$$

на плоскость (α_{tr} , α_{rot}) для потока метана показана на рис. 2.

Коэффициенты аккомодации, усредненные по многим экспериментальным результатам с проволочными зондами различной длины, при различных давлениях газа и на различных расстояниях от сопла представлены в табл. 1. Сравнение результатов различных исследовательских групп для коэффициентов аккомодации обычно затруднено, так как трудно найти результаты для одинаковых условий по многим ключевым параметрам (энергия падающих молекул, угол взаимодействия, первоначальная структура поверхности, степень адсорбции, температура поверхности). Эта задача полностью не определена для поверхностей, которые представляют технический интерес. В табл. 2 представлены некоторые литературные данные по коэффициентам аккомодации при близкой энергии взаимодействия. Сравнение величин, приведенных в табл. 1 и 2, показывает качественное согласие наших данных с литературными.

Из представленных выше экспериментальных данных для N_2 , CO_2 и CH_4 может быть сделано заключение, что для молекул с низкими значениями

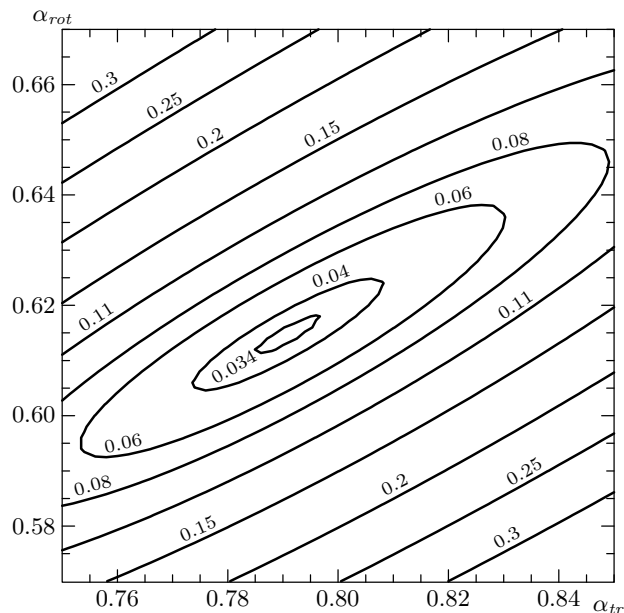


Рис. 2. Различие Δ экспериментальных и вычисленных значений электросопротивления проволочного зонда в потоке CH_4 при определении коэффициентов аккомодации ($P_0 \approx 2100 \text{ Па}$, $L = 9.4 \text{ мм}$, $S = 4.16$, $\alpha_{tr} = 0.79$, $\alpha_{rot} = 0.61$)

Таблица 1. Полученные значения коэффициентов аккомодации

Газ	α_{tr}	α_{rot}
N_2	0.67 ± 0.04	0.56 ± 0.08
CH_4	0.78 ± 0.10	0.73 ± 0.16
CO_2	0.90 ± 0.23	0.79 ± 0.15
H_2	0.44 ± 0.04	-0.15 ± 0.05

энергий (соответствующих комнатной температуре торможения) коэффициент аккомодации для поступательной энергии выше, чем коэффициент аккомодации для внутренней энергии. Это подтверждает результаты известных теоретических [18] и экспериментальных [11, 13–16, 20, 22] работ (некоторые из этих результатов приведены в табл. 2).

Определение коэффициента аккомодации внутренней энергии предложенным методом представляет интерес как получение интегральной информации об эффективном преобразовании вращательной энергии при столкновении с поверхностью в случае, когда поступательная и внутренняя энергии газового потока сильно различаются. Доступные дан-

Таблица 2. Литературные данные по коэффициентам аккомодации

Газ	Поверхность	T_w , К	α_{tr}	α_{rot}	Источник
N ₂	Au, покрытая газом	293	0.89	0.78	[16]
N ₂	Au	350	0.93	0.79	[22]
N ₂	Au, отожженная в вакууме	400	0.18	0.12	[13]
N ₂	Pt	297	0.49	0.05	[11]
CH ₄	Pt	373	0.81*	—	[3]
CO ₂	W, покрытая CO ₂	330	0.99*	—	[3]
NO	Pt, очищенная ионным пучком	600	1	0.62	[14]
Воздух	W	350	0.97	0.84	[20]
H ₂	Pt	338	0.337**	0.034**	[18]

Примечание. * Определены для полной энергии.

** Определены квантовомеханическим расчетом.

ные относительно таких коэффициентов аккомодации очень скудны. Известно, что установки, использующие молекулярные пучки, являются основным инструментом для экспериментального изучения взаимодействия газ–поверхность на уровне информации о функциях распределения поступательной и внутренней энергии. В многочисленных публикациях, относящихся к экспериментам на молекулярных пучках, коэффициенты аккомодации обычно не представлены и часто не имеется достаточно количества экспериментальных данных для вычисления этих коэффициентов. Кроме того, наиболее интересные экспериментальные данные на молекулярных пучках получены для условий с тщательно очищенной ориентированной кристаллической поверхностью, специально подготовленной согласно требованиям физики поверхностей. Анализ статей, где авторы получили достаточные данные для вычисления коэффициентов аккомодации, показывает, что эти коэффициенты могут выходить за рамки обычного представления о них. Так, при очень высокой поступательной энергии падающих молекул вращательный коэффициент аккомодации становится больше единицы [30, 31]. Этот эффект может соответствовать переходу энергии между поступательными и вращательными степенями свободы при неупругом взаимодействии молекулы с поверхностью.

Вызов традиционному диапазону значений коэффициента аккомодации внутренней энергии подтверждается также и проведенными нами экспериментами с водородом. Особенностью адиабатического расширения струи водорода в наших условиях

($d_* = 6$ мм, $P_0 = 1300$ – 1400 Па, $T_0 = 290$ – 300 К, $D = 4d_*$) является замораживание вращательной энергии вблизи выхода сопла. Известные экспериментальные и теоретические исследования [32] позволяют оценить вращательную температуру после замораживания $T_{rot} \approx 220$ К. В результате численной обработки экспериментальных данных было получено отрицательное значение коэффициента аккомодации для вращательной энергии (см. табл. 1), которое проверялось повторными экспериментами. Простой анализ выражения (1) позволяет объяснить полученный результат. При температуре проволоки $T_w > 300$ К и вращательной температуре налетающего газа $T_{rot} \approx 220$ К получаем $E_{i,rot} < E_{w,rot}$. Тогда из отрицательного значения коэффициента аккомодации α_{rot} следует, что вращательная энергия отраженных молекул $E_{r,rot}$ должна быть меньше вращательной энергии падающих молекул $E_{i,rot}$ (несмотря на то, что проволока является горячей по отношению к газу и должна передавать энергию молекулам). Следуя общепринятому подходу [9, 10], запишем вращательную энергию отраженных молекул в виде

$$E_{r,rot} = E_{i,rot} + \Delta E_s - \Delta E_{r \rightarrow t} + \Delta E_{t \rightarrow r},$$

где ΔE_s — энергия, пришедшая от поверхности, $\Delta E_{r \rightarrow t}$ — энергия, перешедшая из вращательных степеней свободы в поступательные, $\Delta E_{t \rightarrow r}$ — поступательная энергия, перешедшая во вращательные степени свободы. Из условия $E_{r,rot} < E_{i,rot}$ следует, что $\Delta E_{r \rightarrow t} > \Delta E_s + \Delta E_{t \rightarrow r}$. Таким образом, отрицательная величина коэффициента аккомодации вращательной энергии обусловлена тем, что при столк-

новении молекулы со стенкой имеет место переход вращательной энергии, замороженной на нижних энергетических уровнях, в поступательную энергию отраженных молекул. При этом поток энергии, обусловленный таким переходом, значительно превышает поток энергии от поверхности к газу. Косвенные подтверждения такому объяснению полученного результата были найдены в [33–35]. При исследовании взаимодействия молекулярного водорода с поверхностью (001) MgO авторы [33] наблюдали рассеивание, соответствующее дезактивации вращательной энергии на определенных низких уровнях при неупругом столкновении газа с поверхностью. В работе [34] была показана частичная конверсия вращательной энергии в кинетическую энергию рассеянных молекул при взаимодействии молекул NO с поверхностью графита. Микроскопически обоснованная модель взаимодействия многоатомной молекулы с поверхностью, учитывающая обмен энергии между поступательной и вращательной степенями свободы, построена в [35].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные данные о коэффициентах аккомодации и данные о взаимодействии отдельных молекул с поверхностью, полученные в молекулярно-пучковых измерениях не охватывают все практические потребности описания процессов при использовании технических поверхностей. Именно поэтому разработка предлагаемого метода для изучения преобразования поступательной и внутренней энергий при взаимодействии газа с поверхностью в условиях, соответствующих реальной технологии, имеет первостепенный интерес. Предложенный метод представляет собой достаточно простой и эффективный инструмент для получения данных, полезных как для понимания обмена энергией между газом и поверхностью, так и для моделирования взаимодействия газ–поверхность в реальных технологических приложениях.

Приведенный выше анализ существующих работ и проведенных нами экспериментов дает достаточные основания для пересмотра представления о коэффициентах аккомодации при учете внутренней энергии. Для оценки изменения поступательной и внутренней энергии молекул можно использовать, например, термин «коэффициент преобразования», который не ограничен пределами 0–1.

Данная работа поддержана грантом INTAS

(№ 99-0749) и грантом Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (№ 910.2003.1).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Поскольку в работе [21] указан только окончательный вид выражений (1), (2), представляется целесообразным привести вывод этих формул. При свободномолекулярном обтекании выпуклой поверхности выражение для теплового потока на единицу поверхности записывается в виде [9]

$$q = \frac{n(kT_{tr})^{3/2}}{\sqrt{2\pi m}} \left\{ \alpha_{tr} \left(S^2 + \frac{5}{2} - 2\frac{T_w}{T_{tr}} \right) + \frac{1}{2} \alpha_{rotj} \left(\frac{T_{rot}}{T_{tr}} - \frac{T_w}{T_{tr}} \right) \right\} \Psi(S_n) - \frac{1}{2} \alpha_{tr} \exp(-S_n^2), \quad (5)$$

$$\Psi(x) = \exp(-x^2) + x\sqrt{\pi} (1 + \operatorname{erf}(x)),$$

где n — плотность числа частиц, T_{tr} , T_{rot} — поступательная и вращательная температуры газового потока, T_w — температура проволоки, $S = U/(2kT_{tr}/m)^{1/2}$ — скоростное отношение, U — скорость, m — молекулярная масса, $S_n = S \sin \beta$, β — угол между направлением потока и поверхностью. Выражение для теплового потока к проволоке длиной L и радиусом r , ориентированной перпендикулярно к направлению потока, получается интегрированием выражения (5) по поверхности цилиндра:

$$Q = rL \int_{-\pi}^{\pi} q d\beta = 2rL \frac{n(kT_{tr})^{3/2}}{\sqrt{2\pi m}} \left(AJ_1 - \frac{1}{2} \alpha_{tr} J_2 \right),$$

где

$$A = \alpha_{tr} \left(S^2 + \frac{5}{2} - 2\frac{T_w}{T_{tr}} \right) + \frac{1}{2} \alpha_{rotj} \left(\frac{T_{rot}}{T_{tr}} - \frac{T_w}{T_{tr}} \right),$$

$$J_1 = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \Psi(S_n) d\beta, \quad J_2 = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp(-S_n^2) d\beta.$$

Используя представление для модифицированных функций Бесселя [36]

$$I_n(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \exp(x \cos \theta) \cos(n\theta) d\theta,$$

выражаем интегралы J_1 и J_2 в виде

$$J_1 = \pi \exp\left(-\frac{S^2}{2}\right) \{I_0 + S^2[I_0 + I_1]\},$$

$$J_2 = \pi \exp\left(-\frac{S^2}{2}\right) I_0$$

(здесь I_0 и I_1 — модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков от аргумента $S^2/2$). Тогда выражение для Q записывается в виде

$$Q = 2\pi r L \frac{n(kT_{tr})^{3/2}}{\sqrt{2\pi m}} \exp\left(-\frac{S^2}{2}\right) \times \left(A [I_0 + S^2(I_0 + I_1)] - \frac{1}{2}\alpha_{tr}I_0 \right).$$

Преобразовав выражение в скобках, получаем окончательное выражение для потока энергии из газа на проволоку:

$$Q = 2\pi r L h (T_r - T_w),$$

$$T_r = \frac{T_{tr}}{4\alpha_{tr} + j\alpha_{rot}} \times \left\{ \alpha_{tr} \left(2S^2 + 5 - \frac{1}{1 + S^2(1 + I_1/I_0)} \right) + \alpha_{rot} j \frac{T_{rot}}{T_{tr}} \right\},$$

$$h = \frac{1}{4\sqrt{\pi}} nk(4\alpha_{tr} + j\alpha_{rot}) \exp\left(-\frac{S^2}{2}\right) \times \frac{U}{S} [I_0 + S^2(I_0 + I_1)].$$

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Knudsen, *Ann. Phys.* **34**, 593 (1911).
2. Ф. Гудман, Г. Вахман, *Динамика рассеяния газа поверхностью*, Мир, Москва (1980).
3. О. А. Коленчиц, *Тепловая аккомодация систем газ-твердое тело*, Наука и техника, Минск (1977).
4. Р. Г. Баранцев, *Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями*, Наука, Москва (1975).
5. С. Ф. Борисов, Н. Ф. Балахонов, В. А. Губанов, *Взаимодействие газов с поверхностью твердых тел*, Наука, Москва (1988).
6. С. Hurlbut, in *Rarefied Gas Dynamics, Proc. of the 20th Int. Symp.*, ed. by C. Shen, Peking University Press, Beijing, China (1997), p. 355.
7. А. Ю. Панков, В. Д. Борман, С. Ю. Крылов, *ЖЭТФ* **113**, 1350 (1998).
8. Г. Н. Паттерсон, *Молекулярное течение газов*, Физматгиз, Москва (1960), с. 187.
9. М. Н. Коган, *Динамика разреженного газа*, Наука, Москва (1967), с. 88, 351.
10. И. Н. Ларина, В. А. Рыков, *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа* № 5, 141 (1986).
11. G. M. Rosenblatt, R. S. Lemons, and C. W. Draper, *J. Chem. Phys.* **67**, 1099 (1977).
12. D. J. Marsden, in *Rarefied Gas Dynamics, Proc. of the 4th Int. Symp.*, ed. by J. H. de Leeuw, Academic Press, New York (1966), Vol. II, p. 566.
13. V. Ramesh and D. J. Marsden, *Vacuum* **24**, 291 (1974).
14. M. Asscher, W. L. Guthrie, T.-H. Lin et al., *J. Chem. Phys.* **78**, 6992 (1983).
15. H. Legge, in *Rarefied Gas Dynamics, Proc. of the 14th Int. Symp.*, ed. by H. Oguchi, University of Tokyo Press, Tokyo (1984), Vol. I, p. 271.
16. K. Schafer and K. H. Riggert, *Zs. Elektrochemie* **57**, 751 (1953).
17. B. Petek and I. Kuscer, in *Rarefied Gas Dynamics, Proc. of the 11th Int. Symp.*, ed. by R. Campargue, Commissariat à l'Énergie Atomique, Paris, France (1979), Vol. II, p. 1399.
18. P. Feuer, C. Osburn, in *Rarefied Gas Dynamics, Proc. of the 6th Int. Symp.*, ed. by L. Trilling and H. Y. Wachman, Academic Press, New York (1969), Vol. II, p. 1095.
19. В. М. Санкович, Н. А. Самсонов, *Труды центр. аэролог. обсерв.*, вып. 139, Москва (1979), с. 76.
20. V. Sankovich, in *Rarefied Gas Dynamics, Proc. of the 15th Int. Symp.*, ed. by V. Boffi and C. Cercignani, B. G. Teubner, Stuttgart (1986), Vol. I, p. 627.
21. А. В. Булгаков, в кн.: *Молекулярная физика неравновесных систем*, под ред. Е. В. Бакланова, ИТФ, Новосибирск (1984), с. 20.
22. А. В. Булгаков, В. Г. Приходько, *Журн. прикл. мех. и техн. физ.* № 5, 126 (1986).
23. A. V. Bulgakov, V. G. Prikhodko, A. K. Rebrov et al., in *Rarefied Gas Dynamics: Physical Phenomena, Proc. of the 16th Int. Symp., Progress in Astronautics and Aeronautics*, ed. by E. P. Muntz, D. Weaver, and D. Campbell, AIAA, Washington, DC (1989), Vol. 117, p. 92.
24. H.-S. Tsien, *J. Aeronaut. Sci.* **15**, 573 (1948).
25. L. Gottesdiner, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **13**, 908 (1980).
26. R. G. Lord, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **7**, 56 (1974).

27. A. K. Rebrov, A. A. Morozov, M. Yu. Plotnikov et al., *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 1103 (2003).
28. A. K. Rebrov, *J. Vac. Sci. Technol. A* **19**, 1679 (2001).
29. В. А. Жохов, А. А. Хомутский, *Атлас сверхзвуковых течений свободно расширяющегося идеально-го газа, истекающего из осесимметричного сопла*, Труды ЦАГИ, вып. 1224, Москва (1970).
30. R. J. Lahaye, W. E. Stolte, S. Holloway et al., *J. Chem. Phys.* **104**, 8301 (1996).
31. S. Novopashin, C. Dankert, K. Lehmkoester et al., in *Rarefied Gas Dynamics, Proc. of the 20th Int. Symp.*, ed. by C. Shen, Peking University Press, Beijing, China (1997), p. 428.
32. H. P. Godfried, I. F. Silvera, and J. Van Straaten, in *Rarefied Gas Dynamics, Proc. of the 12th Int. Symp., Progress in Astronautics and Aeronautics*, ed. by S. S. Fisher, AIAA, New York (1981), Vol. 74, part II, p. 772.
33. L. Rathbun and G. Ehrlich, in *Rarefied Gas Dynamics, Proc. of the 10th Int. Symp., Progress in Astronautics and Aeronautics*, ed. by J. L. Potter, AIAA, New York (1977), Vol. 51 part I, p. 555.
34. J. Hager, D. Glatzer, H. Kuze et al., *Surf. Sci.* **374**, 181 (1997).
35. A. Yu. Pankov, S. Yu. Krylov, E. J. van Duijn et al., *J. Chem. Phys.* **112**, 8680 (2000).
36. *Справочник по специальным функциям*, под ред. М. Абрамовица, И. Стиган, Наука, Москва (1979), с. 197.