

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПЕРЕДАЧИ ИМПУЛЬСА К ПОВЕРХНОСТЯМ РАЗЛИЧНОЙ СТРУКТУРЫ В ГИПЕРЗВУКОВОМ СВОБОДНОМОЛЕКУЛЯРНОМ ПОТОКЕ

А. И. ОМЕЛИК

(Москва)

Для аэродинамических расчетов в свободномолекулярной области необходимо знание механизма передачи импульса к различным по химическому составу и по рельефу поверхностям.

В настоящее время наиболее полно исследовано теоретически взаимодействие молекул с чистыми кристаллическими поверхностями [1, 2]. Это позволило выяснить механизм передачи к поверхности импульса и энергии в широком диапазоне макроскопических параметров и установить основные критерии подобия. Однако в натуральных условиях орбитального полета создается сложная картина поверхностных явлений. Применяемые материалы далеки от идеальных кристаллических структур, а атмосфера вблизи орбитального аппарата далека от идеального вакуума [3, 4]. Эксперимент [5], выполненный в условиях, соответствующих полету на высоте ~300 км, показал, что зависимость коэффициента передачи нормального импульса от материала пластинки отсутствует, а абсолютная величина этого коэффициента отражает шероховатость поверхности и наличие хемосорбированного слоя.

Цель настоящей работы — экспериментальное определение коэффициентов передачи нормального и тангенциального импульсов для поверхностей различного рельефа и химического состава при различных углах падения молекул с целью получения их абсолютных значений и выяснения механизма отражения молекул.

1. Методика эксперимента основана на следующем. Будем характеризовать передачу импульса к твердой поверхности в нормальном и тангенциальном направлениях коэффициентами передачи σ_n и σ_τ [6]

$$\sigma_n = \frac{p_{n\infty} - p_{nr}}{p_{n\infty}} \quad (1 \leq \sigma_n \leq 2), \quad \sigma_\tau = \frac{p_{\tau\infty} - p_{\tau r}}{p_{\tau\infty}} \quad (0 \leq \sigma_\tau \leq 2)$$

Здесь p — импульс, приходящийся на единицу поверхности от всех попадающих на данный элемент молекул. Индексы означают: n и τ — компоненты импульса, нормальную и касательную к поверхности; ∞ и r — набегающие и отраженные молекулы соответственно. Положительное направление проекций выбрано совпадающим с проекциями скорости набегающего потока. Выбранные таким образом коэффициенты передачи связаны с нормальной N и с тангенциальной T силами, действующими на элемент поверхности единичной площади, зависимостью [6]

$$C_n = 2N/\rho v_\infty^2 = 1/2 f \sigma_n, \quad C_\tau = 2T/\rho v_\infty^2 = f_\tau \sigma_\tau$$

$$f = \frac{2}{\sqrt{\pi} S} \sin \alpha e^{-S \alpha^2} + \left(2 \sin^2 \alpha + \frac{1}{S^2} \right) (1 + \operatorname{erf} S \alpha)$$

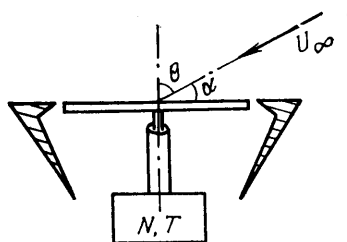
$$f_\tau = \frac{\cos \alpha}{\sqrt{\pi} S} [e^{-S \alpha^2} + \sqrt{\pi} S \alpha (1 + \operatorname{erf} S \alpha)]$$

Здесь f и f_τ — функции скоростного отношения S и угла атаки α ; $S \alpha = S \sin \alpha$. В гиперзвуковом приближении (при $S \alpha \gg 1$) $f = 4 \sin^2 \alpha$, $f_\tau = \sin 2\alpha$.

Из приведенных формул следует, что, измеряя силы T и N , действующие на плоскую пластинку, можно определить коэффициенты передачи σ_n и σ_τ , если известны ρv_∞^2 и S .

Эксперимент проводился на свободномолекулярной аэродинамической установке [7]. Основные параметры потока: рабочий газ — азот, скорость $v_\infty = 4$ км/сек,

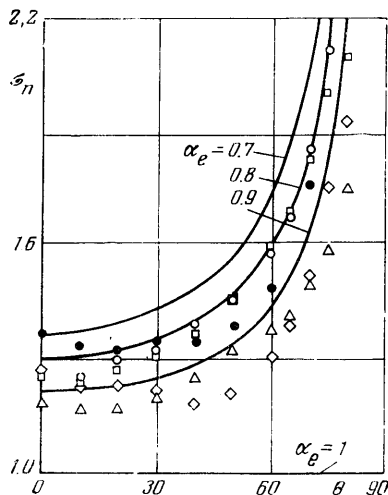
$\rho v_{\infty}^2 = 3.4 \cdot 10^{-5}$ н/см², $j_{\infty} = 2 \cdot 10^{17}$ молекул/см²·сек, ядро потока $d \leq 15$ см, $S = 6$, давление остаточного газа $p_{pk} = 5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. $= 7 \cdot 10^{-3}$ Па. В качестве модели использовалась квадратная пластинка со стороной 5 см, установленная на электрических аэродинамических весах в неподвижном плоском экране, исключая влияние торцов модели (фиг. 1). Число Кнудсена, отнесенное к размеру экрана, $Kn_{\infty} = 10^3$. Методика и техника эксперимента подробно изложены в [8]. В этой работе погрешность измерений σ_n и σ_t оценивается в $\pm 3.5\%$.



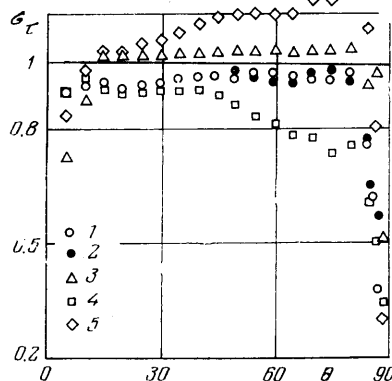
Фиг. 1

Приведенные параметры обеспечивают моделирование натуральных аэродинамических условий полета в свободномолекулярной области (см. [9]), в том числе и моделирование адсорбционных условий на его поверхности. Последнее основано на том, что интенсивность набегающего потока настолько превышает интенсивность потока молекул остаточного газа, что этим первым потоком и определяются адсорбционные условия на поверхности. Анализ атмосферы вблизи орбитального аппарата показывает [10], что в орбитальном полете сходные адсорбционные условия реализуются в диапазоне высот 250–320 км.

2. Было испытано пять видов поверхностей: 1 – вольфрамовая поверхность обработки V5; 2 – серебряная поверхность, V5; 3 – гофр из медной фольги, покрытой



Фиг. 2



Фиг. 3

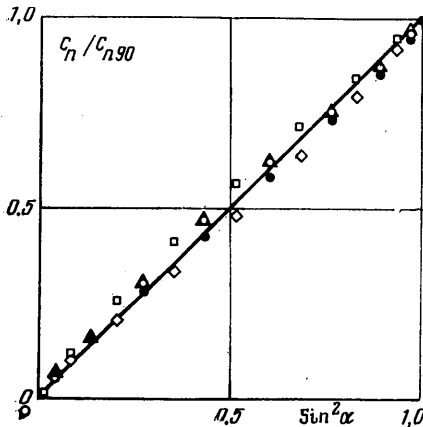
серебром, с углом при вершине $2\varphi = 90^\circ$ и высотой гофра 5 мм; 4 – стекло; 5 – стеклоткань. Результаты измерений коэффициентов передачи σ_n и σ_t представлены на фиг. 2 и 3. Обозначения соответствуют номеру поверхности. Сплошные линии – расчет по свободномолекулярной теории в диффузном приближении с различными коэффициентами аккомодации энергии α_e .

Сравнение результатов для различных поверхностей показывает, что коэффициент передачи нормального импульса не зависит от материала поверхности модели, но существенно зависит от ее рельефа. Это говорит о том, что взаимодействие набегающего потока происходит не с материалом поверхности, а с молекулами, хемосорбированными поверхностью. Это явление, которое будем называть автоматизированным адсорбционным слоем, можно представить себе следующим образом.

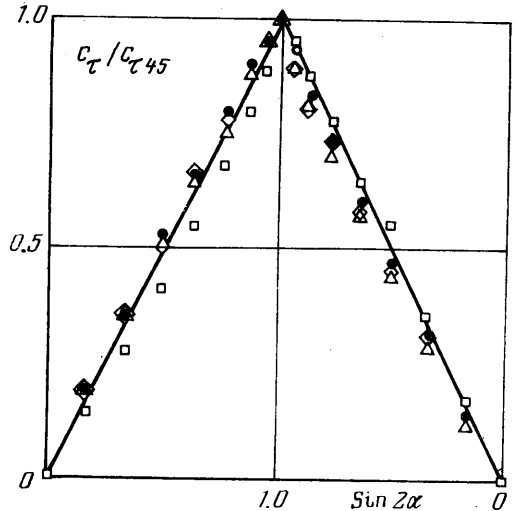
Как в натуральных, так и в лабораторных условиях нельзя исключить возможности образования на поверхности соединений с молекулами набегающего потока, имеющих большую (несколько эв) энергию связи. Время жизни таких соединений исчисляется годами (см. [11]). И хотя вероятность их образования может быть весьма малой, тем не менее поверхность быстро окажется заполненной этими соединениями. Действительно, пусть вероятность образования устойчивого соединения составляет 10^{-5} . Тогда на высоте 300 км ($j_{\infty} = 7 \cdot 10^{14}$ молекул/см²·сек) хемосорбированный слой образуется за $1.5 \cdot 10^8$ сек ≈ 20 дней. Для долгоживущего орбитального аппарата (например, станции с временем существования в несколько лет) этим

переходным временем можно пренебречь. В условиях экспериментальной установки ($j_{\infty} = 2 \cdot 10^{17}$ молекул/см²·сек) это время составляет 0.5 час.

Обратимся теперь к коэффициенту передачи тангенциального импульса (фиг. 3). Можно сделать несколько выводов. Во-первых, характер отражения резко меняется при малых углах атаки, приближаясь к зеркальному ($\sigma_{\tau} \rightarrow 0$). Во-вторых, на поверхности из стеклоткани наблюдается обратное отражение молекул ($\sigma_{\tau} > 1$), а на стеклянной поверхности — заметная доля зеркально отраженных молекул ($\sigma_{\tau} < 1$). Наконец, гофрированная поверхность наиболее близка к полному поглощению импульса ($\sigma_{\tau} \approx 1$).



Фиг. 4



Фиг. 5

Таким образом, коэффициенты, характеризующие передачу импульса к поверхности в гиперзвуковом свободномолекулярном потоке, существенно зависят от рельефа поверхности и от угла падения молекул. Последняя зависимость особенно сильна при малых углах атаки.

3. Как показано в предыдущих пунктах, коэффициенты передачи импульса зависят от рельефа поверхности и угла падения молекул. Поэтому в расчетах должно использоваться большое число экспериментальных данных, учитывающих все эти переменные. Объем вводимой в расчет информации становится при этом необозримо большим. В связи с этим возникает вопрос о возможности упрощения расчетов с помощью эмпирических зависимостей, в которых свойства поверхностей отражались бы с помощью одного-двух опытных коэффициентов.

Представим экспериментальные результаты в виде зависимости отношения $C_n = C_n / C_{n90}$ от функции $\sin^2 \alpha$, представляющей собой гиперзвуковое приближение для функции $1/4 f(\alpha, S)$ (см. п. 1). Здесь C_{n90} — значение коэффициента нормальной силы при угле атаки $\alpha = 90^\circ$. Такая обработка представлена на фиг. 4. Введя поправочный множитель $(1 \pm 0.1 \sin 2\alpha)$, получим выражение, справедливое с погрешностью не более $\pm 5\%$ независимо от рода поверхности: $C_n = C_{n90} \sin^2 \alpha (1 \pm 0.1 \sin 2\alpha)$. Аналогичная обработка проведена для коэффициента C_τ (фиг. 5) (здесь $C_\tau = C_\tau / C_{\tau 45}$). В этом случае нормировка выполнена для значения C_τ при угле атаки 45° : $C_\tau = C_{\tau 45} \sin 2\alpha$. Коэффициентами, определяющими свойства поверхности, являются два числа — C_{n90} и $C_{\tau 45}$, которые и необходимо привлекать из эксперимента.

В заключение автор благодарит М. Н. Когана и А. И. Ерофеева за интерес к работе и полезные обсуждения, А. Е. Лизина, В. В. Помаржанского и З. П. Анисимову за помощь в проведении экспериментов и их обработке.

Поступила 6 I 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранцев Р. Г. Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями. М., «Наука», 1975.
2. Ерофеев А. И., Жбакова А. В. Расчет столкновения атома газа с поверхностью для различных моделей твердого тела. Уч. зап. ЦАГИ, 1972, т. 3, № 5.

3. Миргов Б. А. Возмущение газовой среды, вызванное полетом спутника. В сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 2. М., АН СССР, 1957.
4. Scialdone J. J. Self-contamination and environment of an orbiting satellite. J. Vacuum Sci. and Technol., 1972, vol. 9, No. 2.
5. Омелик А. И. Экспериментальное определение коэффициентов аккомодации нормального импульса для поверхностей из различных материалов. Уч. зап. ЦАГИ, 1973, т. 4, № 4.
6. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М., «Наука», 1967.
7. Баринюв И. С., Жестков Б. Е., Омелик А. И., Орлова З. Т. Аэродинамическая установка со свободномолекулярным потоком и высокой температурой торможения. Теплофизика высоких температур, 1973, т. 11, № 3.
8. Омелик А. И., Зименков В. И., Жиляев И. Р. Методика экспериментального определения аэродинамических характеристик тел в гиперзвуковом свободномолекулярном потоке. Тр. ЦАГИ, 1977, вып. 1853.
9. Ерофеев А. И., Омелик А. И. Моделирование натуральных аэродинамических условий полета в верхних слоях атмосферы. Тр. ЦАГИ, 1975, вып. 1641.
10. Омелик А. И. Об экспериментальном моделировании в свободномолекулярной области. В сб. «Прикладная аэродинамика космических аппаратов». Киев, «Наукова думка», 1977.
11. Френкель Я. И. К теории явления аккомодации и конденсации. Усп. физ. н., 1938, т. 20, вып. 1.