

РАСЧЕТ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ
ПОТОКОМ СИЛЬНО РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА
С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

В. П. БАСС

(Днепропетровск)

Приводятся результаты расчетов аэродинамических характеристик различных тел в свободномолекулярном и близком к нему режимах обтекания методом Монте-Карло. Расчеты проводились для различных моделей взаимодействия потока разреженного газа с обтекаемой поверхностью. На основании анализа и сравнения полученных результатов с имеющимися экспериментальными и натурными данными обсуждается применимость отдельных параметров этих моделей в практических расчетах.

1. Метод расчета. Рассматривается обтекание тел потоком сильно разреженного газа при конечных числах Маха. Для расчета аэродинамических характеристик тел сложной формы развит один из вариантов метода Монте-Карло, предложенного в [1].

В процессе счета моделируется движение отдельных частиц, сопровождающееся столкновениями с обтекаемыми поверхностями и с другими частицами набегающего потока. Суммарные аэродинамические характеристики находятся осреднением молекулярных признаков, приносимых каждой частицей по всему ансамблю частиц. При этом вычислительный процесс для определения произвольной аэродинамической характеристики строится по схеме: $X = X_1 + X_2 + X_3$, где первое слагаемое учитывает чисто свободномолекулярное обтекание с учетом экранирования одних элементов конструкции другими, а два других являются поправками за счет переотражения частиц от элементов поверхности рассматриваемого тела и столкновений между отраженными и набегающими частицами соответственно.

Вероятностная относительная ошибка вычислений определяется традиционно: $\varepsilon_k = 0.6745 \sqrt{D\langle \xi \rangle / K}$, где $D\langle \xi \rangle$ — дисперсия случайной величины, K — число пробных частиц (число испытаний). Очевидно, что скорость убывания погрешности с ростом K невелика, поэтому вычислительный алгоритм необходимо строить так, чтобы дисперсия была минимальная.

Поскольку основной вклад в аэродинамические характеристики тел, движущихся в верхних слоях атмосферы, вносят силы, обусловленные взаимодействием данного тела с частицами набегающего потока с однократным отражением последних от его поверхности, то оказалось целесообразным выделить свободномолекулярную составляющую X_1 с помощью следующего алгоритма [2]. Задается входная информация о геометрической форме тела, отдельные элементы которого выделяются системой неравенств. Выражения для аэродинамических сил и моментов, действующих на тело, находятся путем интегрирования составляющих импульса, действующих на элемент поверхности dA в свободномолекулярном потоке, по поверхности отдельных элементов его конструктивно-компоновочной схемы. На каждом шаге интегрирования анализируется возможность затенения площадки dA другими элементами. Величина площадки dA выбирается оптимально, в зависимости от требуемой точности расчетов.

Такой подход соответствует известному в методах Монте-Карло способу «выделения главной части» для уменьшения дисперсии. Он позволил создать стандартную программу расчета аэродинамических характеристик тел сложной формы с учетом экранирования для конечных чисел Маха набегающего потока.

Два других слагаемых X_2 и X_3 рассчитываются с помощью метода Монте-Карло, но при этом траектория частицы начинается уже непосредственно с поверхности тела. В соответствии с выбранным законом взаимодействия с поверхностью разыгрывается акт ее отражения, а в соответствии с вероятностью ее столкновения с молекулой набегающего потока разыгрывается акт столкновения. При этом плотность вероятности свободного пробега ρ равна

$$(1.1) \quad W(\rho, V_2) = \frac{1}{\lambda_{21}} \exp(-\rho/\lambda_{21}), \quad \lambda_{21} = n_2 V_2 / N_{12}$$

Здесь λ_{21} — средняя длина свободного пробега отраженных молекул на набегающих (индексы 1, 2 относятся к падающим и отраженным молекулам соответственно), V_2 — скорость отраженных молекул. Осреднение ведется по общему числу столкновений между молекулами обоих классов:

$$(1.2) \quad N_{12} = \iiint \iiint \pi \sigma_{12} G_{21} f_1 f_2 dU_1 dU_2, \quad G_{21} = |V_2 - V_1|$$

Здесь $\pi \sigma_{12}$ — сечение столкновения для твердых сфер, G_{21} — относительная скорость сталкивающихся молекул, f_1 и f_2 — функции распределения по скоростям, а dU_1, dU_2 — пространство скоростей молекул обоих классов.

Частота столкновений (1.2) аппроксимировалась в пространстве скоростей рядом Тейлора [3].

Процесс построения траектории молекулы, отраженной в некоторой точке r_k , заканчивается столкновением в точке $r_{k+1} = r_k + V_2 t$ с частицей набегающего потока, если во время своего движения эта молекула не попадет на другие элементы рассматриваемого тела, или же ее путь до ближайшего из них в направлении движения больше ρ . Такая расчетная схема соответствует учету членов $\sim 1/Kn_\infty$ при формальном разложении интеграла столкновений в уравнении Больцмана по этому параметру [15].

В случае наличия угловых точек или вогнутых поверхностей, где возможно накопление частиц, необходимо рассматривать столкновение частиц различных классов. При этом учитываются внепорядковые члены по степеням $1/Kn_\infty$.

2. Граничные условия (анализ современных моделей взаимодействия с поверхностью). Сопоставление результатов численного моделирования тел в разреженном газе с экспериментальными и натурными данными показывает, что в настоящее время наметился некоторый разрыв между применяемыми на практике теоретическими и полученными экспериментально данными по взаимодействию газа с обтекаемой поверхностью. В расчетную практику прочно вошла зеркально-диффузная схема взаимодействия, с помощью которой удалось получить интересные результаты по обтеканию выпуклых тел, особенно, когда объектом исследований является такая интегральная характеристика, как коэффициент лобового сопротивления C_x . Эта характеристика более консервативна по отношению к многочисленным параметрам взаимодействия, по крайней мере для определенного класса тел. Значительно сложнее обстоит дело с коэффициентами моментов. Особенно это относится к телам, для которых наиболее сильно проявляется зависимость локального потока импульса от местного угла атаки. Накопление результатов теоретических и экспериментальных исследований [4-9] позволяет констатировать тот факт, что для реальных поверхностей и энергий падения ($\sim 10^2$ эв) индикатриса отражения может иметь многолепестковый характер. Наиболее существенными являются околонормальный, околозеркальный и обратный максимумы. Для скользящих углов падения наиболее отчетливо проявляется обратный

максимум, характеризующий отражение значительной части падающих частиц навстречу набегающему потоку.

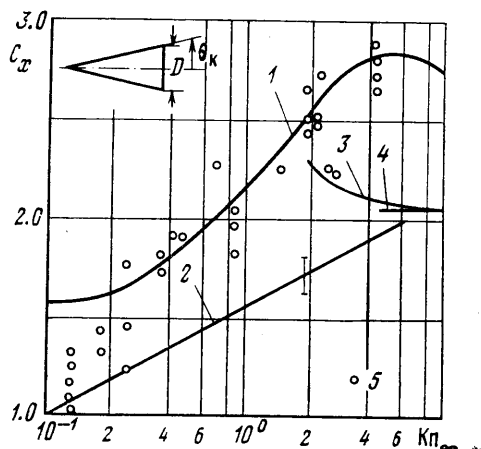
Экспериментальные исследования взаимодействия гиперзвукового потока (ионов калия) с поверхностью, покрытой адсорбционным слоем [8, 9], показали, что применение диффузной схемы отражения оправдано лишь для углов падения $0 \leq \theta \leq 40^\circ$. Авторами предложена квазизеркальная схема взаимодействия. Ее работоспособность представляется лишь для умеренных углов падения ($40^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$), поскольку, как отмечено выше, при скользких углах падения проявляются эффекты, которые не могут быть описаны в рамках квазизеркальной схемы.

В [10] коэффициенты аккомодации нормальной и тангенциальной составляющих импульса находятся по данным о торможении спутников серии «Космос» в земной атмосфере. Следует отметить, что приведенное в работе сравнение с результатами численного моделирования обтекания кристаллической решетки [11] и интерпретация полученного расхождения между моделями являются несколько неоправданными. Заведомо неправомерно сравнение результатов, полученных для пластины и элемента, ориентация которого (осредненный местный угол атаки) определяется геометрией спутника. Кроме того, попытка получить двухпараметрическую модель взаимодействия, располагая лишь информацией о C_x , вынудила автора принять априори вид зависимости коэффициентов аккомодации от угла атаки. Как будет показано ниже, эта модель не позволяет объяснить поведение коэффициента аэродинамического момента, полученное в [12] по результатам обработки траекторных измерений для того же ИСЗ, который был объектом исследований и при определении параметров взаимодействия.

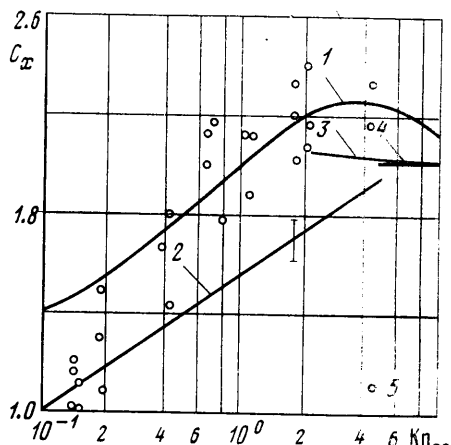
Упомянутые выше модели взаимодействия и их отдельные параметры были использованы в качестве граничных условий для моделирования обтекания различных тел.

3. Результаты расчетов и их обсуждение. Трубные эксперименты с пластинами [13] и тонкими конусами [14] в разреженном газе указывают на значительное завышение лобового сопротивления по сравнению со свободномолекулярными значениями (~50%). До настоящего времени этот эффект полностью не объяснялся. Поправки, обусловленные столкновениями диффузно отраженных и набегающих частиц, составляют ~10% [1, 15]. Большинство исследователей отнесли замеченные аномалии к незнанию реальной картины взаимодействия газа с поверхностью. Поэтому при постановке численного эксперимента было обращено внимание на результаты точных численных расчетов и экспериментальные данные, приведенные для реальных поверхностей. Интерес представили те данные, для которых нельзя было добиться совпадения результатов эксперимента с существующими теоретическими моделями — именно теми моделями, которые не давали объяснения этому эффекту. Прежде всего это результаты, полученные различными авторами для скользких углов падения [5-7].

В процессе моделирования считалось, что часть частиц отражается диффузно с максвелловской функцией распределения по скоростям при температуре стенки T_w , а остальные — в направлении набегающего потока со скоростью, равной скорости падения. Результаты расчетов $C_x(Kn_\infty)$ и их сравнение с экспериментальными данными для углов полураствора конуса $\theta_k = 2.5$ и 5° приведены на фиг. 1, 2 соответственно. Для частиц, отраженных по направлению к источнику, величина азимутального угла ψ , отсчитываемого от нормали к поверхности, при фиксированном значении полярного угла φ , выбиралась таким образом, чтобы обеспечить наилучшее совпадение результатов расчета с экспериментом. С этой же целью варьировалось число частиц K_2 , моделирующих обратный максимум. На



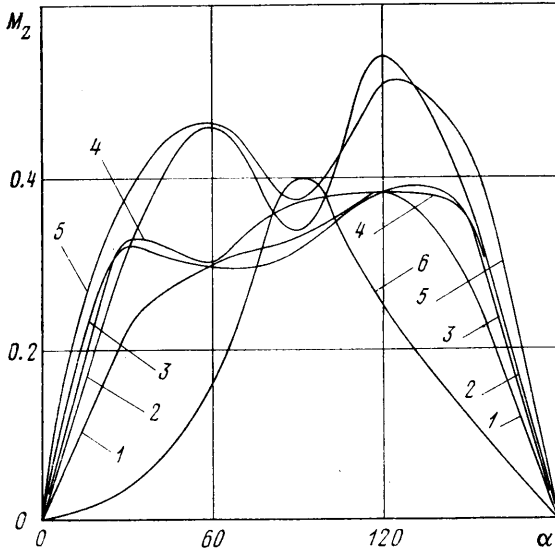
Фиг. 1



Фиг. 2

приведенных графиках кривая 1 соответствует результатам настоящих расчетов; 2 — расчетам по методу Берда [16] для диффузной схемы взаимодействия; 3 — данные работы [17] для лучевой модели с отражением по нормали; 4 — свободномолекулярный предел. Здесь же нанесены экспериментальные данные работ [14, 18]. Результаты расчета на фиг. 1, 2 соответствуют следующим расчетным параметрам: 1 — $K^* = K_2/K = 0.4$; $\psi = 20^\circ$; 2 — $K^* = 0.3$; $\psi = 60^\circ$; $M_\infty = 20$; $T_w/T_0 = 0.01$. Здесь и в дальнейшем M_∞ — число Маха набегающего потока; T_0 — температура торможения; число Kn_∞ рассчитано по диаметру конуса. Как видно из приведенных графиков, результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными [14, 18] (точки 5). В расчетах по теории «первых столкновений» кривая для C_x имеет вид $C_x = C_x^0 + B/Kn_\infty$ [1, 15], где C_x^0 — свободномолекулярное значение, а B — некоторая константа, знак и величина которой зависят от режима обтекания. Для диапазона чисел Kn_∞ от 1 до 10 она положительна и ее значение достаточно велико. Это объясняется как увеличением реактивного импульса отраженных частиц, так и увеличением по сравнению с другими схемами взаимодействия потока частиц на поверхность конуса за счет столкновений. С уменьшением Kn_∞ величина B уменьшается и становится отрицательной. Отклонение расчетных данных от экспериментальных при малых числах Кнудсена ($Kn_\infty \sim 10^{-1}$) естественно, так как в таких режимах обтекания теория «первых межмолекулярных столкновений», вообще говоря, уже неприменима.

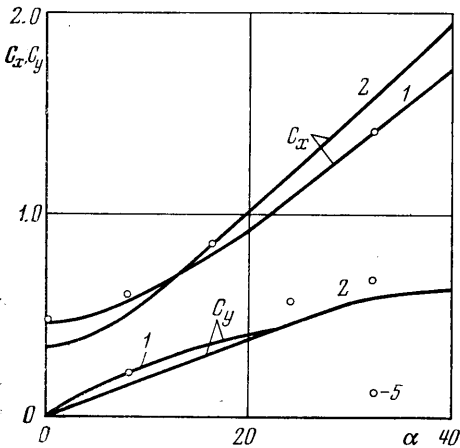
На фиг. 3 представлены результаты расчета коэффициента поперечного момента M_z , действующего на спутник «Космос-230» для различных схем взаимодействия. На этой фигуре и в дальнейшем кривая 1 соответствует результатам, полученным в работе [11]; 2 — [10]; 3 — [9]; 4 — настоящей работе с аппроксимацией параметров отражения для скользящих углов падения и использованием результатов работы [9] для моделирования квазизеркального максимума; 5 — полностью диффузная схема взаимодействия ($\sigma_n = \sigma_r = \alpha = 1$); 6 — зеркальная схема взаимодействия ($\sigma_n = \sigma_r = \alpha = 0$). Для условий полета этого спутника, когда он находился в перигее (288 км, $T_\infty = 1000^\circ \text{K}$, $T_w = 300^\circ \text{K}$, $V_1 = 8000 \text{ км/сек}$) углы атаки составляли $50-70^\circ$, расчетные значения M_z максимальны. При этом наблюдалось расхождение между расчетными (для диффузной схемы взаимодействия) и натурными данными, достигающее величины $\sim 60-80\%$ по



Фиг. 3

отношению к расчетным для диффузной схемы взаимодействия [12]. В этой работе указано несколько факторов, частично объясняющих такое расхождение. Однако наиболее существенным представляется несоответствие расчетной и натурной схем отражения. Простой анализ геометрической формы спутника позволяет сделать вывод, что основной вклад в величину M_z для данных углов атаки вносит взаимодействие

набегающего потока с поверхностью панелей солнечных батарей и плоских участков корпуса, когда согласно [8] применение диффузной схемы отражения является не оправданным. Как показало численное моделирование, величина момента M_z , рассчитанного в предположении квазизеркального характера отражения для больших углов падения, отличается от результатов расчетов для диффузной схемы взаимодействия по порядку величины на то же значение, что и натурные данные.

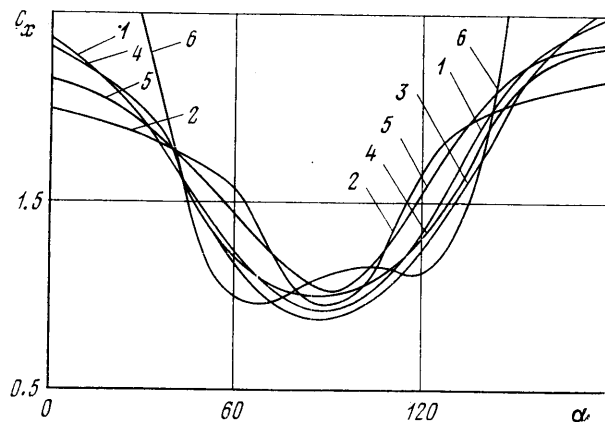


Фиг. 4

Хорошо согласуются с натурными данными также результаты расчетов с использованием коэффициентов обмена, полученных в [11] при моделировании взаимодействия потока азота с кремниевым покрытием — основ-

ным составом панелей солнечных батарей. Это подтверждает физические предпосылки процесса численного моделирования взаимодействия атома газа набегающего потока с блоком атомов обтекаемого тела, проведенного в [11], и достоверность полученных при этом результатов. Что же касается кривой 2, рассчитанной для коэффициентов обмена, полученных в [10] при исследовании орбитального движения того же ИСЗ, то она ближе лежит к результатам расчета для диффузной схемы взаимодействия.

Полученная аппроксимация трехлепестковой индикатрисы была использована при проведении расчетов аэродинамических характеристик различных тел. На фиг. 4 результаты расчетов (кривая 1) коэффициентов лобового сопротивления C_x и подъемной силы C_y прямоугольной пластины в зависимости от угла атаки сравниваются с экспериментальными данными [13] (точки 5). Моделирование проводилось для $M_\infty=9$, $T_w/T_0=1$, $Re_0=2.46$. Здесь же представлены данные, соответствующие свободномолекулярному режиму обтекания (кривая 2). Учитывая, что параметры отражения были получены при решении обратных задач по обтеканию тел,



Фиг. 5

отличных от пластины, и при других условиях в потоке и на поверхности, можно отметить удовлетворительное согласование экспериментальных и расчетных данных.

Результаты расчетов автора C_x сферы представлены в таблице.

C_x сферы	Схема взаимодействия	Источник	Характер обтекания
1.918	Детерминированная	[11]	$M_\infty = \infty$
2.140	»	[10]	$M_\infty = \infty$
1.842	Квазизеркальная	[9]	$M_\infty = \infty$
1.876	Лепестковая	Автор	$M_\infty = 12.2$
2.085	Диффузная	[4]	$T_\infty = 1000^\circ \text{K}$
2.031	Зеркальная	[4]	$T_w = 300^\circ \text{K}$

Эти данные показывают, что для выпуклых тел C_x консервативен по отношению к моделям взаимодействия, чем объясняется довольно удовлетворительное совпадение расчетного и фактического времени баллистического существования многих ИСЗ. Этим объясняется также отмеченное в [12] идеальное совпадение расчетного и фактического времени существования ИСЗ «Космос-230», большую часть своего существования на околоземной орбите спутник находился под углом атаки $\alpha=30 \div 40^\circ$, а для этих углов (фиг. 5) отличие в C_x для различных моделей взаимодействия минимально.

Автор благодарит М. Н. Когана, В. А. Перепухова, А. И. Ерофеева, А. И. Бунимовича, Л. Л. Зворыкина, А. А. Пярнпуу и В. Ф. Камеко за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

Получена 6 IX 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. *Перепухов В. А.* Применение метода Монте-Карло в динамике сильно разреженного газа. Тр. ЦАГИ, 1972, вып. 1411.
2. *Басс В. П., Ковтуненко В. М., Чепурной В. Н.* К определению аэродинамических характеристик тел сложной формы в свободномолекулярном потоке с учетом затенения. Космические исследования, 1974, т. 12, вып. 1.
3. *Whitfield D. L.* Mean free path of emitted molecules and correlation of sphere drag data. AIAA Journal, 1973, vol. 11, No. 12. (Рус. перев.: Средняя длина свободного пробега отраженных молекул и обработка данных по сопротивлению сфер. Ракетная техника и космонавтика, 1973, т. 11, № 12.)
4. *Баранцев Р. Г.* Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями. М., «Наука», 1975.
5. *Ночилла С.* Закон отражения от поверхности в свободномолекулярном потоке. В сб. «Взаимодействие газов с поверхностями». М., «Мир», 1965.
6. *Баранцев Р. Г.* Современное состояние теории взаимодействия газов с поверхностями. Труды IV Всесоюзной конференции по динамике разреженного газа и молекулярной газовой динамике. ЦАГИ, 1977.
7. *Пярнпуу А. А.* Взаимодействие молекул газа с поверхностями. М., «Наука», 1974.
8. *Варакин Г. К., Фарафонов В. Г.* О применении диффузной схемы отражения при обтекании поверхности свободномолекулярным потоком со скоростью 10 км/сек. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 5.
9. *Варакин Г. К., Фарафонов В. Г.* Аэродинамические характеристики элемента поверхности, обтекаемой высокоскоростным свободномолекулярным потоком. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 4.
10. *Змиевская Г. И.* Аэродинамика спутников и определение параметров взаимодействия потока с поверхностью по торможению в верхней атмосфере Земли ИСЗ «Космос-166» и «Космос-230». В сб. «Прикладные задачи космической баллистики». М., «Наука», 1973.
11. *Пярнпуу А. А.* Расчет взаимодействия моноэнергетического пучка атомов газа с трехмерным кристаллом. ПМТФ, 1970, № 2.
12. *Змиевская Г. И., Камёко В. Ф., Пярнпуу А. А., Яскевич Э. П.* Вопросы аэродинамики спутников с одноосной ориентацией. Космические исследования, 1973, т. 11, вып. 4.
13. *Гусев В. Н., Климова Т. В., Рябов В. В.* Основные закономерности изменения аэродинамических характеристик в переходной области при гиперзвуковых скоростях потока. Уч. зап. ЦАГИ, 1976, т. 7, № 3.
14. *Kussoy M. I., Stewart D. A., Horstman C. C.* Sharp slender cones in near-free-molecule hypersonic flow. AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 9. (Рус. перев.: Обтекание тонких конусов гиперзвуковым потоком, близким к свободномолекулярному. Ракетная техника и космонавтика, 1971, т. 9, № 9.)
15. *Коган М. Н.* Динамика разреженного газа. М., «Наука», 1967.
16. *Vogenitz F. W., Takata G. Y.* Rarefied hypersonic flow about cones and flat plates by Monte Carlo simulation. AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 1. (Рус. перев.: Моделирование обтекания конуса и пластины разреженным гиперзвуковым потоком с помощью расчета по методу Монте-Карло. Ракетная техника и космонавтика, 1971, т. 9, № 1.)
17. *Алексеева Е. В., Федорова В. М.* Расчет гиперзвукового обтекания конуса в околосвободномолекулярном режиме с отражением по нормали. В сб. «Аэродинамика разреженных газов», вып. 8. Л., Изд. ЛГУ, 1976.
18. *Kussoy M. I., Horstman C. C.* Cone drag in rarefied hypersonic flow. AIAA Journal, 1970, vol. 8, No. 2. (Рус. перев.: Лобовое сопротивление конуса в гиперзвуковом разреженном потоке. Ракетная техника и космонавтика, 1970, т. 8, № 2.)