

УДК 533.6.011.5

© 2002 г. В.А. БАШКИН, И.В. ЕГОРОВ, Д.В. ИВАНОВ

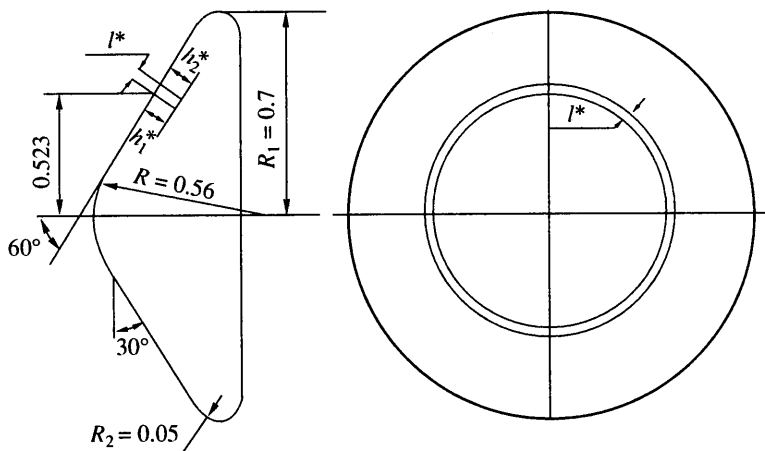
ЗАТУПЛЕННОЕ ОСЕСИММЕТРИЧНОЕ ТЕЛО С УЗКОЙ ВЫЕМКОЙ НА ЛОБОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВЯЗКОГО ГАЗА

На основе численного анализа уравнений Навье–Стокса исследовано обтекание марсианского зонда с узкой кольцевой выемкой на конической поверхности гиперзвуковым потоком совершенного газа. Поскольку угол раствора конуса превышает предельное значение, узкая выемка обтекается дозвуковым потоком. Расчеты выполнены применительно к характерной траекторной точке при входе тела в атмосферу Марса ($M_\infty = 23.95$) для различных условий теплообмена на его поверхности. Показано, что для выемки с теплоизолированной поверхностью задача имеет два решения – высоко- и низкотемпературное.

Для теплозащиты поверхности гиперзвукового летательного аппарата от аэродинамического нагрева при входе в плотные слои атмосферы применяются теплозащитные покрытия. В местах их соединения на обтекаемой поверхности тела образуются узкие выемки, которые вносят локальные возмущения в поле течения, приводят к появлению местных "пиков" теплового потока и, следовательно, обуславливают определенные проблемы при организации теплозащиты обтекаемой поверхности, поэтому изучение особенностей обтекания и теплообмена затупленного тела с узкой выемкой на его лобовой поверхности представляет научный и практический интерес.

На основе численного анализа двумерных уравнений Навье–Стокса в [1] исследованы аэродинамика и теплообмен осесимметричного тела с узкой выемкой на его лобовой поверхности, обтекаемого гиперзвуковым потоком вязкого совершенного газа ($M_\infty = 6.1$, Mars Pathfinder [2]). Его лобовая поверхность выполнена в виде сферически затупленного кругового конуса с углом полураствора $\theta_k = 70^\circ$. Угол раствора конуса превышает предельное значение, поэтому звуковая линия приходит на заднюю скругленную кромку конуса и, следовательно, коническая поверхность обтекается дозвуковым потоком. Узкая выемка на конической поверхности находится в области дозвукового невязкого течения (число Маха на внешней границе пограничного слоя в окрестности выемки $M_e \approx 0.13$ согласно оценке по распределению коэффициента давления). Эти исследования показали, что в этом случае наблюдаются два типа распределения температуры восстановления T_r по стенкам выемки при изменении температурного фактора T_{w0} внешней поверхности: а) немонотонное распределение с максимумом вблизи внешних кромок и минимумом на дне выемки; при этом минимальное значение почти не зависит от T_{w0} ; б) немонотонное распределение с минимумом вблизи внешних кромок и максимумом на дне выемки; обе экстремальные величины изменяются в зависимости от T_{w0} .

Расчетные исследования показали, что при гиперзвуковых скоростях предельный угол полураствора конуса $\theta_k \approx 55^\circ$, поэтому интересно изучить поведение аэродинамических характеристик затупленного тела с θ_k , близким к его предельному значению.



Фиг. 1. Схема европейского марсианского зонда (линейные размеры указаны в метрах)

В настоящей работе изучается обтекание одного из рассматриваемых вариантов европейского марсианского зонда (Mars Express Probe, фиг. 1) при входе в атмосферу планеты с гиперзвуковой скоростью. Его лобовая часть представляет собой сферически затупленный круговой конус с углом полураствора $\theta_k = 60^\circ$ и радиусом затупления $R = 0.56$ м. На наветренной поверхности имеется узкая кольцевая выемка шириной $l^* = 2$ и глубиной $h^* = 20$ мм ($h^*/l^* = 10$). Исследование проводится на основе численного анализа нестационарных двумерных уравнений Навье–Стокса для условий характерной точки ($t = 46$ с) траектории входа зонда в атмосферу Марса: $V_\infty = 4785$ м/с, $M_\infty = 23.95$, $T_\infty = 145$ К, $Re = 2.533 \times 10^5$. При этом марсианская атмосфера моделируется совершенным газом с показателем адиабаты $\gamma = 1.336$, числом $Pg = 0.7$ и динамической вязкостью, определяемой формулой Сазерленда.

1. При теоретическом исследовании используется численный подход [3, 4], позволяющий моделировать отрывные течения на основе нестационарных двумерных уравнений Навье–Стокса. Аппроксимирующая система уравнений Навье–Стокса получается на основе неявной конечно-разностной схемы; при этом для аппроксимации конвективных и диффузионных членов дифференциальных уравнений в полупространстве используются TVD-схема второго порядка точности и схема центральных разностей соответственно. Для решения нелинейных разностных уравнений применяется модифицированный метод Ньютона–Рафсона с пересчетом матрицы Якоби на усеченном шаблоне. На итерации по нелинейности используется итерационный GMRES-метод для решения системы линейных алгебраических уравнений.

Из-за наличия узкой выемки построить единую сетку для всей области интегрирования очень сложно, поэтому для исследования течений с зазорами разработан подход на основе разделения выемки на ряд пересекающихся между собой зон. В рассматриваемом случае сложная область интегрирования подразделяется на две простые зоны.

Первая зона соответствует области течения около лобовой поверхности зонда без учета выемки, в которой строится неравномерная сетка с числом узлов 201×101 . Вторая прямоугольная зона размером $1.5 h^* \times l^*$ включает в себя выемку, и в ней строится неравномерная прямоугольная сетка с числом узлов 51×41 . Сетки перекрываются между собой, и обмен данными, полученными в этих зонах, проводится при помощи граничных условий после каждого шага интегрирования по времени.

По описанной методике на фиксированной сетке были выполнены две серии расчетов.

Первая серия расчетов проведена для изотермической лобовой поверхности с разными значениями температурного фактора ($T_{w0}^1 = T_{w1}/T_0 = 0.1-0.7$, где T_{w1} , T_0 – температуры лобовой поверхности зонда и торможения невозмущенного потока) и теплоизолированными стенками кольцевой выемки ($\partial T/\partial n = 0$, где n – нормаль к поверхности). Здесь ставилась цель изучить влияние температуры лобовой поверхности T_{w1} на температуру восстановления T_r стенок выемки.

Процедура нахождения решения задачи строилась таким образом. Сначала закладывался весь пакет задач и последовательно осуществлялось численное решение задачи при соответствующем значении температурного фактора T_{w0}^1 ; при этом для расчета задачи с последующим значением T_{w0}^1 в качестве нулевого приближения использовалось решение для предыдущего значения T_{w0}^1 . Рассмотрение результатов расчетов показало, что имеются "выпавшие" точки; детальный анализ позволил установить, что они соответствуют второй ветви решения со своей специфической структурой поля течения в узкой выемке. После этого на втором этапе проводилась целенаправленная работа по отысканию каждой ветви решений, начиная с известных полей газодинамических переменных соответствующей ветви.

Вторая серия расчетов выполнена для изотермических поверхностей как лобовой части ($T_{w0}^1 = 0.2$), так и выемки ($T_{w0}^2 = T_{w2}/T_{w0}$, $T_{w0}^2/T_{w0}^1 = 0.25; 0.5; 0.75$ и 1 , где T_{w2} – температура стенок выемки). Здесь ставилась цель изучить особенности теплообмена на лобовой поверхности в окрестности выемки и на ее стенках.

По найденным полям газодинамических переменных вычислялись локальные аэродинамические характеристики: коэффициенты давления $c_p = (p-p_\infty)/q_\infty$ и сопротивления трения $c_f = \tau_w/q_\infty$, и относительный поток тепла $q_w = q_w^*/(\rho_\infty V_\infty H_\infty)$ ($H_\infty, q_\infty = 0.5\rho_\infty V_\infty^2$ – энтальпия торможения и скоростной напор набегающего потока соответственно).

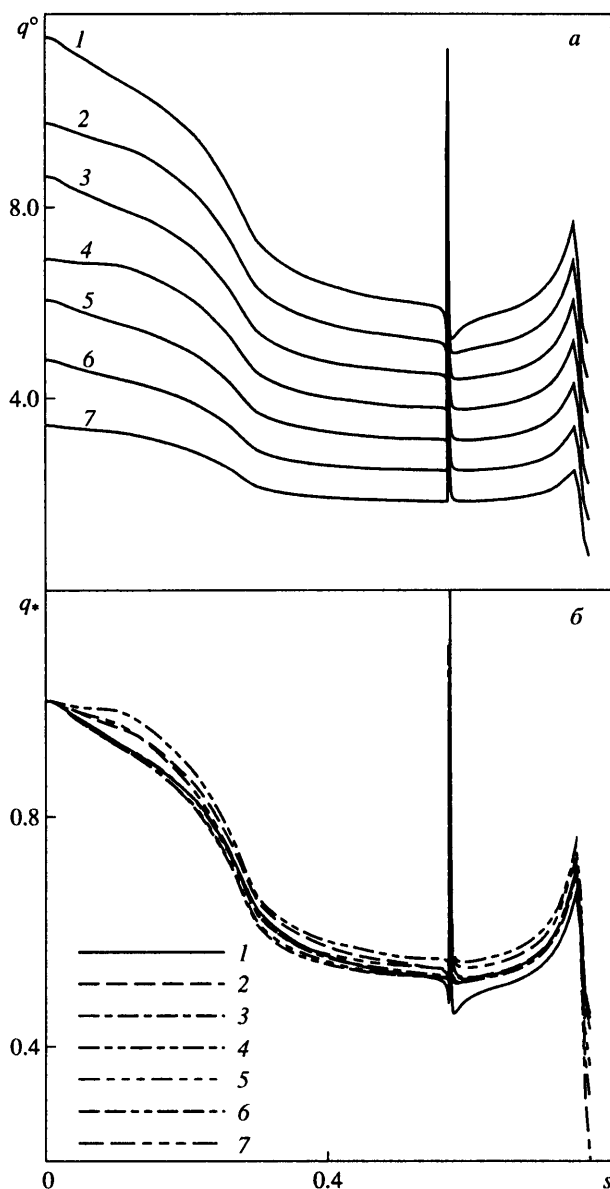
2. Изменение температурного фактора T_{w0}^1 в интервале $0.1-0.7$ очень слабо сказывается на распределении коэффициента давления c_p вдоль лобовой поверхности зонда. Так, например, в передней критической точке изменение коэффициента давления в зависимости от температурного фактора T_{w0}^1 носит случайный немонотонный характер около среднего значения $c_{pm} = 1.862$; максимальное отклонение от среднего значения менее 0.2% . Эти данные также показывают, что на конической поверхности в окрестности выемки реализуется почти изобарическое дозвуковое течение ($M_c \approx 0.7$ согласно оценке по величине c_p) со слабым отрицательным градиентом давления.

Распределение теплового потока q_w на лобовой поверхности зонда при всех значениях температурного фактора в качественном отношении однотипны и с максимумом в передней критической точке (фиг. 2,а). Величина этого максимума монотонно уменьшается с ростом температурного фактора T_{w0}^1 и аппроксимируется линейной зависимостью

$$q^\circ = q_w \sqrt{\text{Re}} = 12.5299 - 13.1047 T_{w0}^1$$

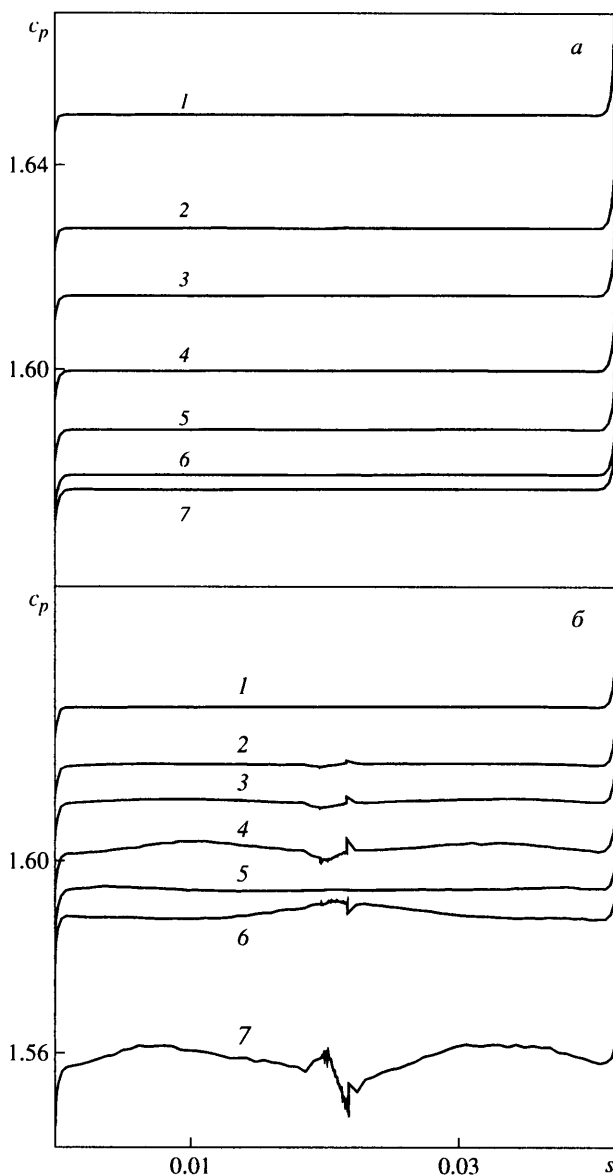
с максимальным отклонением от нее менее 6% . Кроме того, наблюдается локальный максимум теплового потока в окрестности миделевого сечения из-за малого радиуса кривизны поверхности. Наличие узкой выемки обуславливает появление локальных пиков теплового потока в окрестности острых кромок выемки.

В рамках теории пограничного слоя представление результатов в виде зависимости относительного теплового потока $q_*(s) = q_w(s)/q_w(0)$ от продольной координаты для затупленных плоских и осесимметричных тел с углами полураствора, меньших



Фиг. 2. Распределение величины $q^\circ = q_w \sqrt{\text{Re}}$ (а) и относительного теплового потока $q^* = q_w(s)/q_w(0)$ (б) по изотермической лобовой поверхности марсианского зонда с узкой теплоизолированной выемкой ($M_\infty = 23.95$); $s = s^*/1$ м, s^* — длина дуги вдоль образующей тела, отсчитываемая от критической точки: 1–7 — $T_{w0}^I = 0.1; 0.2; \dots; 0.7$

предельного значения (см., например, [5]), приводит практически к универсальной зависимости, которая очень слабо зависит от числа M_∞ и T_{w0}^I . В рассматриваемом случае угол θ_k больше предельного значения и изменение T_{w0}^I оказывает на эту зависимость некоторое влияние (фиг. 2,б), которое заметнее на сферическом затуплении (максимальное отклонение от среднего значения не превышает $\pm 4\%$).



Фиг. 3. Распределение коэффициента давления c_p по теплоизолированным стенкам узкой выемки на изотермической лобовой поверхности марсианского зонда: $a, б$ – первое и второе решения; $s = s^*/l$ м, s^* – длина вдоль поверхности выемки, отсчитываемая от ее левой внешней кромки: $1-7 - T_{w0}^1 = 0.1; 0.2; \dots; 0.7$

Это влияние, по-видимому, обусловлено вычислительными причинами, поскольку неравномерность в поведении $q_*(s)$ по температурному фактору совпадает с характером поведения коэффициента давления c_p в критической точке, а максимальное отклонение от среднего значения согласуется с максимальным отклонением теплового потока в критической точке от аппроксимационной зависимости.

3. Анализ численных результатов показал, что в случае выемки с теплоизолированными стенками возможны два различных решения задачи. В первом из них

реализуется высокий уровень температуры восстановления T_r , во втором – относительно низкий. При этом для обоих решений распределения коэффициента давления c_p и теплового потока q_w на лобовой поверхности тела практически совпадают: даже в окрестности выемки различие между ними наблюдается в третьей-четвертой значащей цифре.

В первом решении (высокотемпературном) распределение коэффициента давления c_p по стенкам при всех значениях T_{w0}^1 однотипное (фиг. 3,а): оно постоянно на большей части выемки, понижается в малой окрестности левой внешней кромки из-за местного ускорения потока и повышается в малой окрестности правой вследствие местного торможения потока. С увеличением T_{w0}^1 уровень давления в выемке понижается. Но в целом изменение коэффициента давления c_p незначительно: при увеличении T_{w0}^1 в 7 раз (с 0.1 до 0.7) его изменение не превышает 5%.

Распределение температуры восстановления T_{r0} по стенкам узкой выемки показывает (фиг. 4,а), что в качественном отношении характер ее изменения по стенкам выемки примерно одинаковый: на большей части поверхности она близка к постоянной величине, принимает наименьшее значение в окрестности левой внешней кромки и наибольшее значение в окрестности правой. При этом для всех значений T_{w0}^1 лобовой поверхности тела выполняется условие $T_{r0} > T_{w0}^1$.

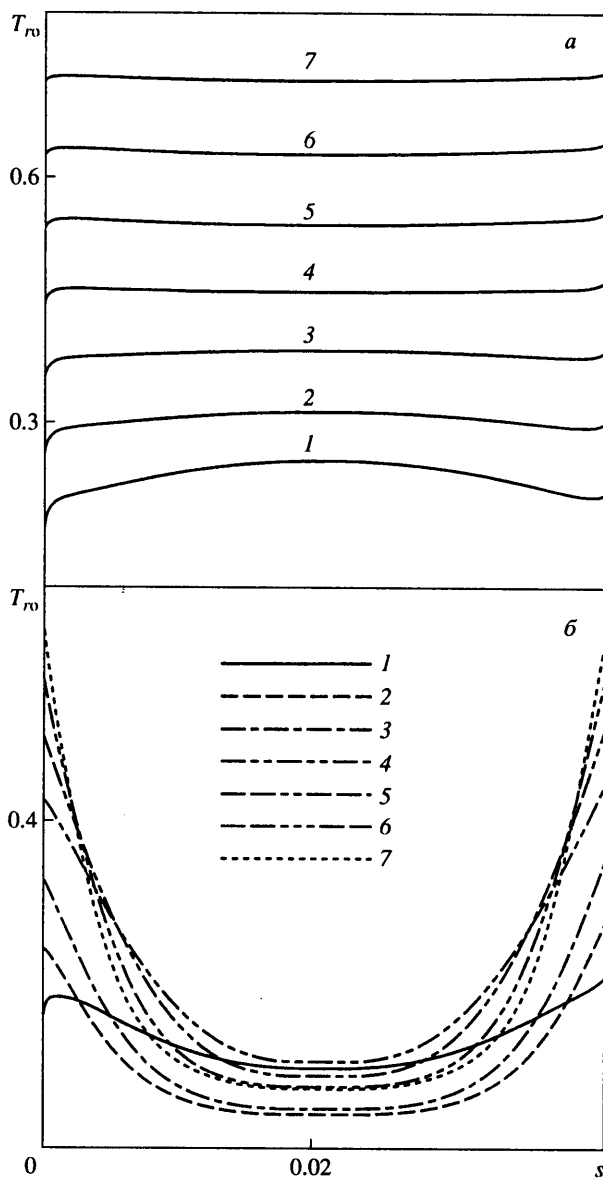
По мере уменьшения T_{w0}^1 температура восстановления T_{r0} на основном участке поверхности все заметнее отличается от постоянной величины и при сильном теплообмене на дне выемки наблюдается ее максимум, который превышает ее наибольшее значение в окрестности правой внешней кромки. Эти закономерности поведения T_{r0} наглядно видны на фиг. 5,а, где построено поведение температуры T_{r0} в зависимости от T_{w0}^1 для трех характерных точек выемки. Зависимости для этих точек располагаются выше биссектрисы $T_{r0} = T_{w0}^1$.

Для второго решения (низкотемпературного), как и в первом, распределение коэффициента давления c_p по стенкам выемки практически постоянно (фиг. 3,б), но, по сравнению с ним, несколько понижен уровень давления.

Для второго решения характерно сильно неравномерное распределение температуры восстановления T_{r0} по стенкам выемки (фиг. 4,б), которая принимает наибольшие значения в окрестности внешних кромок и быстро уменьшается по мере отхода от них. При этом во внутренних областях выемки температура T_{r0} постоянна, меньше T_{w0}^1 и относительно слабо зависит от T_{w0}^1 , что видно на фиг. 5,б.

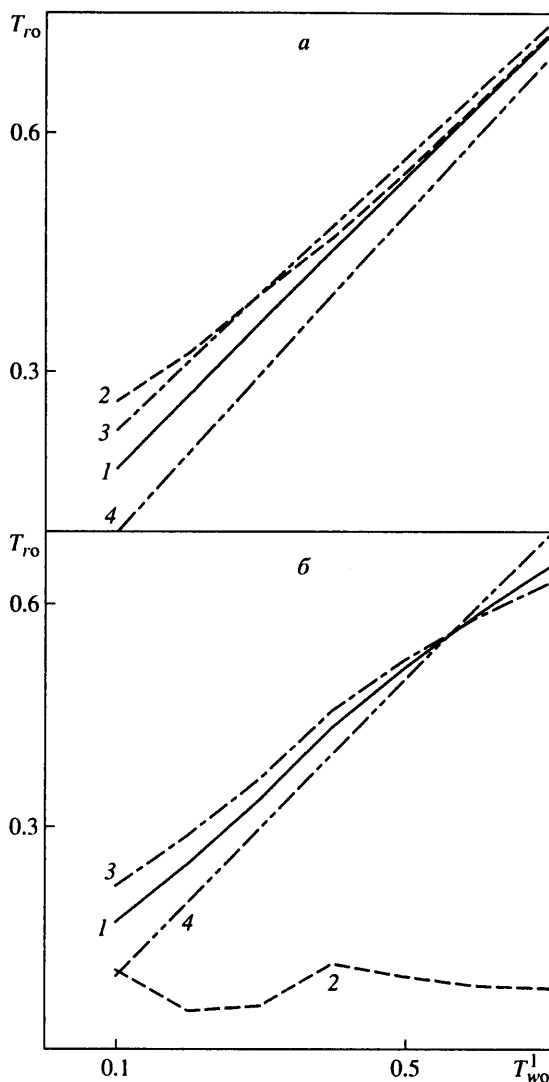
Наличие двух решений – высоко- и низкотемпературного – для температуры восстановления T_{r0} в узкой выемке связано с разной структурой поля течений в ней, которая устанавливается по картинам линий тока.

В первом (высокотемпературном) решении левая кромка выемки обтекается согласно отрывной схеме, когда нулевая линия тока сходится с обтекаемой поверхностью и присоединяется к ней в окрестности правой кромки (фиг. 6,а). Она отделяет внешний высокотемпературный поток от газа в выемке. В результате в ней устанавливается слабое циркуляционное течение согласно одновихревой схеме и во все время движения циркулирует одна и та же масса газа (без обмена с внешним потоком). Через разделяющую линию тока осуществляется теплообмен за счет теплопроводности и в выемку непрерывно подводится тепловая энергия из пристеночных высокотемпературных слоев; этот поток тепла обуславливает высокую степень прогрева всей массы газа, находящегося в выемке (фиг. 7). Поскольку основным механизмом прогрева является теплопроводность, вся масса газа имеет почти одинаковую температуру. По этой же причине можно предположить, что данное решение, по-видимому, реализуется при продолжительном движении тела в атмосфере с указанными параметрами.



Фиг. 4. Распределение температуры восстановления T_{r0} по теплоизолированным стенкам узкой выемки, расположенной на изотермической лобовой поверхности марсианского зонда: $a, б$ – первое и второе решения; $s = s^*/l$ м, s^* – длина вдоль поверхности выемки, отсчитываемая от ее левой внешней кромки: 1–7 – $T_{w0}^1 = 0.1; 0.2; \dots; 0.7$

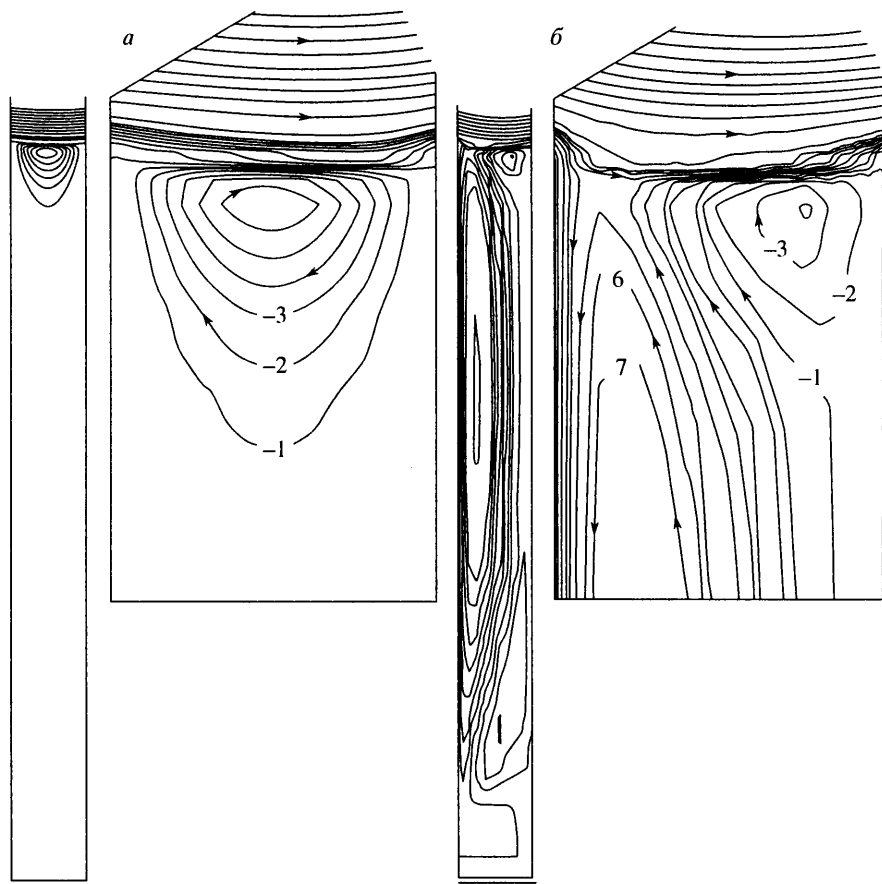
Для второго (низкотемпературного) решения характерно безотрывное обтекание левой кромки выемки и проникновение в выемку малоскоростной пристеночной струи газа со средней температурой, несколько превышающей T_{w0}^1 . В результате в выемке имеют место постоянный массообмен с внешним потоком и сложное по структуре поле течения (фиг. 6,б). В этом случае имеются два механизма подвода тепловой энергии к выемке – полная энергия проникающей струи и приток тепла



Фиг. 5. Изменение температуры восстановления T_{ro} в зависимости от температурного фактора T_{wo}^I для характерных точек узкой выемки: 1–3 – внешняя передняя кромка, центральная точка дна выемки и внешняя задняя кромка; $T_{wo2} = T_{wo1}$; а, б – первое и второе решения

из внешнего высокотемпературного потока. Наличие массообмена экранирует выемку от горячих пристеночных слоев и практически исключает второй механизм подвода тепловой энергии, а проникающая струя обладает малым запасом полной энергии.

Развитое конвективное движение наблюдается только в некоторой окрестности внешней части выемки; оно обладает незначительным запасом тепловой энергии и обеспечивает высокий уровень температуры восстановления только в окрестности внешних кромок выемки. Во внутренних областях выемки конвективное движение очень слабое и прогрев массы газа происходит за счет теплопроводности, что обуславливает температурный режим, близкий к изотермическому. В силу указанных причин на большей части выемки на равновесном тепловом режиме устанавливается

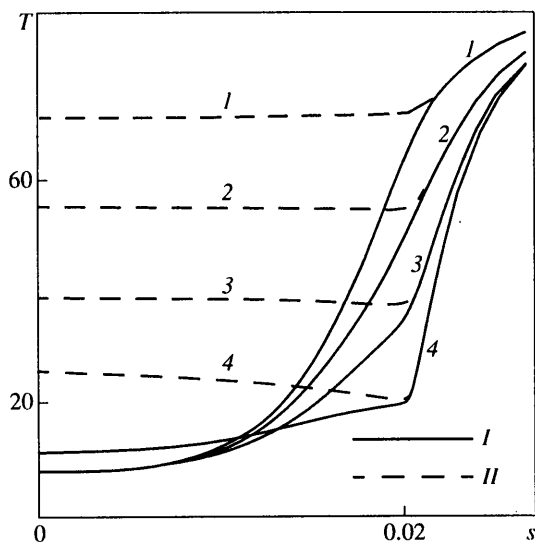


Фиг. 6. Картины линий тока в узкой выемке ($T_{w0}^1 = 0.7$): *а*, *б* – высокотемпературное и низкотемпературное решения. Значения функции тока на картинах *а*, *б* умножены на 10^7 и 10^6 соответственно

существенно более низкий уровень температуры по сравнению с первым решением (фиг. 7). Это низкотемпературное решение соответствует основной схеме течения газа в узкой выемке, что подтверждается результатами расчетов для выемки с изотермическими стенками, которые рассматриваются ниже.

Отметим, что как в первом, так и во втором решении течение в выемке слабо развитое, на что указывают значения функции тока на соответствующих линиях тока. Картины линий тока приведены для демонстрации того, что структуры течения в выемке, соответствующие различным решениям, принципиально разные: замкнутое циркуляционное течение, согласно одновихревой схеме, в первом решении и незамкнутое многовихревое течение во втором решении. Поскольку при определении картин линий тока в выемке приходится иметь дело с малыми величинами, особенно это касается нижней половины выемки, то, естественно, возможны некоторые погрешности расчета при определении линий тока и, вследствие этого, некоторые детали структуры поля течения могут быть иными (для этого необходимы специальные расчеты на более мелких сетках с повышенной точностью).

4. Как отмечено выше, особенности теплообмена в выемке с изотермическими стенками изучались для отношения температур $T_{w0}^2 / T_{w0}^1 = 0.25; 0.5; 0.75$ и 1 при $T_{w0}^1 = 0.2$ (вторая серия расчетов).



Фиг. 7. Профили температуры $T = T^*/T_\infty$ в центральном сечении узкой выемки: I и II – низкотемпературное и высокотемпературное решения; вертикальная штриховка – внешняя граница выемки; $s = s^*/l$ м, s^* – расстояние вдоль центрального сечения выемки, отсчитываемое от ее дна

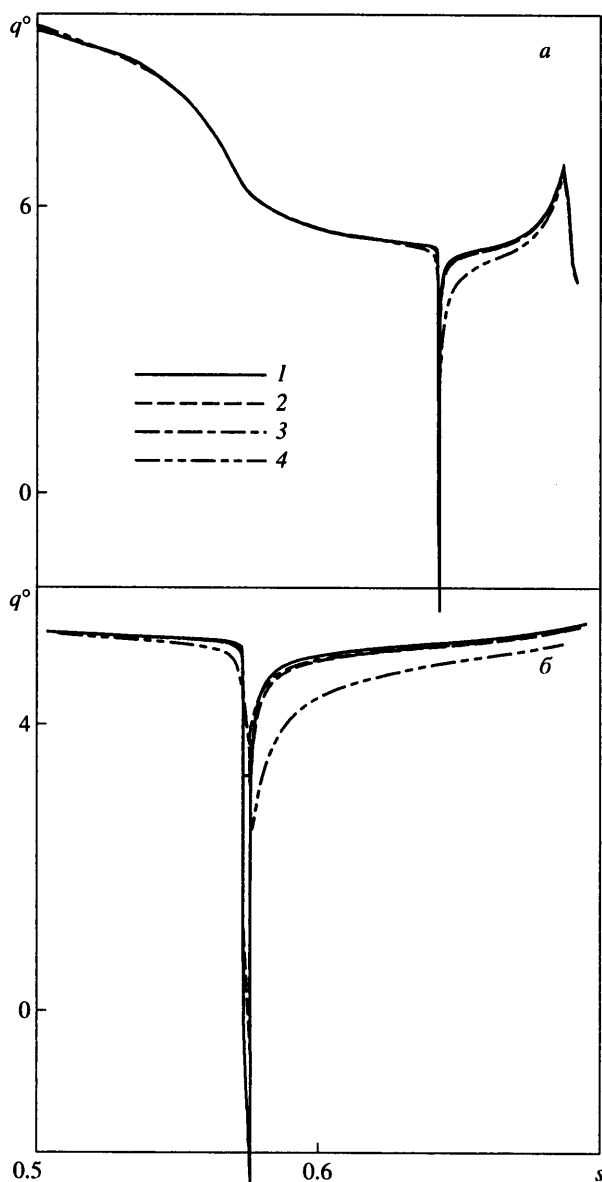
Распределение коэффициента давления c_p на изотермической лобовой поверхности практически не зависит от температурного фактора T_{w0}^2 изотермических стенок выемки для случая $T_{w0}^2 \leq T_{w0}^1$.

Распределение теплового потока на лобовой поверхности зонда перед выемкой также практически не зависит от температурного фактора T_{w0}^2 стенок выемки, но за ней он оказывает некоторое влияние в том случае, когда $T_{w0}^2 \approx T_{w0}^1$ (фиг. 8). Характерно, что в окрестности внешних острых кромок выемки нет пиков теплового потока, а, напротив, наблюдается снижение его вплоть до больших отрицательных значений. Таким образом, в очень малой окрестности острых кромок лобовая изотермическая поверхность является "перегретой" и теплопередача направлена от тела к потоку газа.

Для рассматриваемых условий обтекания коэффициент давления c_p на изотермических стенках выемки практически остается постоянным, только в очень малой окрестности внешних кромок наблюдается небольшое его понижение для левой и увеличение для правой кромок. Но в целом его общее изменение $(c_{p\max} - c_{p\min})/c_{p\max}$ невелико и не превышает 8%.

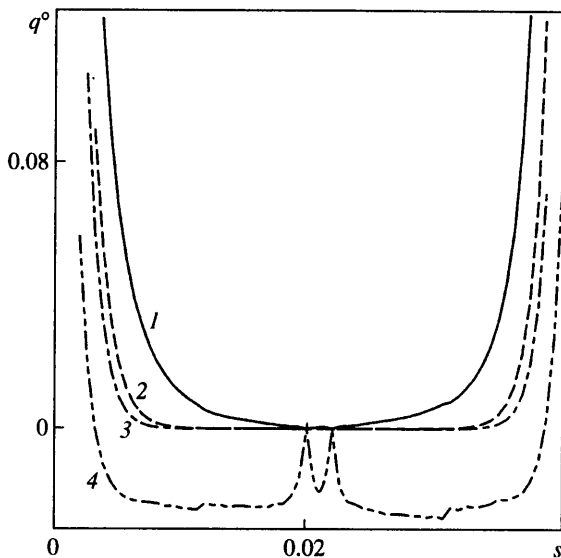
Согласно распределениям теплового потока по изотермическим стенкам выемки (фиг. 9), можно сказать, что на большей части поверхности тепловой поток равен нулю и только в окрестности внешних кромок он отличен от нуля: образует ярко выраженные пики теплового потока. Эти данные также указывают на то, что в рассматриваемом случае температура T_{r0} соответствует низкотемпературному решению.

Из приведенных результатов видно, что при подходе к внешней угловой точке вдоль лобовой поверхности тела и вдоль стенки выемки тепловые потоки ведут себя по-разному; численный анализ указывает на общую тенденцию поведения теплового потока в окрестности угловой точки, но для объяснения этого необходимы специальные аналитические, асимптотические и численные исследования.



Фиг. 8. Распределение величины $q^\circ = q_w \sqrt{\text{Re}}$ по изотермической ($T_{w0}^1 = 0.2$) лобовой поверхности зонда с узкой изотермической выемкой: 1–4 – $T_{w0}^2 = 0.05; 0.1; 0.15; 0.2$; $s = s^*/l$ м, s^* – длина дуги вдоль образующей тела, отсчитываемая от критической точки

Заключение. На основе численного анализа уравнений Навье–Стокса исследовано обтекание марсианского зонда в виде сферически затупленного конуса с узкой кольцевой выемкой на конической поверхности гиперзвуковым потоком ($M_\infty = 23.95$) совершенного газа. Угол полураствора конуса $\theta_k = 60^\circ$ превышает предельное значение, поэтому узкая выемка обтекается высокоскоростным дозвуковым потоком ($M_e \approx 0.7$). Расчетom установлено, что для выемки с теплоизолированной поверхностью задача имеет два решения: высокотемпературное, когда в узкой выемке



Фиг. 9. Распределение величины $q^\circ = q_w \sqrt{\text{Re}}$ по изотермическим стенкам узкой выемки, расположенной на изотермической ($T_{w0}^1 = 0.2$) лобовой поверхности марсианского зонда: 1–4 – $T_{w0}^2 = 0.05; 0.1; 0.15; 0.2$; $s = s^*/1$ м, s^* – расстояние вдоль поверхности выемки, отсчитываемое от ее левой внешней кромки

реализуется циркуляционное течение по одновихревой схеме без массообмена с течением в пограничном слое, и низкотемпературное, согласно которому в выемке наблюдается сложная структура поля течения по многовихревой схеме при наличии массообмена с внешним течением.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технического центра, проект-036.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Башкин В.А., Егоров И.В., Иванов Д.В., Скуратов А.С. Осесимметричное затупленное тело с узкой выемкой на лобовой поверхности в гиперзвуковом потоке совершенного газа // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 1. С. 117–124.
2. Haas B.L., Venkatapathy E. Mars pathfinder computations including baseheating predictions: 30th AIAA Thermophysics Conf. San Diego, 1995 // AIAA Paper. 1995. № 95-2086. 8 p.
3. Бабаев И.Ю., Башкин В.А., Егоров И.В. Численное решение уравнений Навье–Стокса с использованием итерационных методов вариационного типа // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1994. Т. 34. № 11. С. 1693–1703.
4. Башкин В.А., Егоров И.В., Иванов Д.В. Применение метода Ньютона к расчету внутренних сверхзвуковых отрывных течений // ПМТФ. 1997. № 1. С. 30–42.
5. Башкин В.А., Колина Н.П. Расчет сопротивления трения и теплового потока на сферически затупленных круговых конусах в сверхзвуковом потоке // Тр. ЦАГИ. 1968. Вып. 1106. С. 192–267.