

## АЭРОГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КА «СИЧ-2» НА ЭТАПЕ ВХОДА В ПЛОТНЫЕ СЛОИ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Исследовано аэродинамическое торможение орбитального космического аппарата (КА) «Сич-2» на этапе входа в плотные слои атмосферы Земли (высоты  $300 \div 90$  км). С помощью разработанного метода «пробных частиц» (МПЧ) решения уравнения Больцмана рассчитаны интегральные характеристики (аэродинамические силы) и локальные параметры (распределенные по поверхности).

Досліджено аеродинамічне гальмування орбітального космічного апарата (КА) «Січ-2» на етапі входу в щільні шари атмосфери Землі (висоти  $300 \div 90$  км). За допомогою розробленого методу «пробних частинок» рішення рівняння Больцмана розраховані інтегральні характеристики (аеродинамічні сили) і локальні параметри (розподілені по поверхні).

An aerodynamic drag of the Sich-2 orbital spacecraft in re-entry is investigated (a height of  $300 \div 90$  km). Integrated characteristics (aerodynamic forces) and local parameters (distributed on a surface) are calculated using the developed “trial-particles” method for solution of the Boltzmann equation.

**Введение.** Обсуждаемая в статье тема находится в сфере соответствующего внимания авторов с точки зрения аэрогазодинамического сопровождения одного из основных национальных проектов оптико-электронного наблюдения Земли из космоса «Сич-2». Возможность численного моделирования трехмерного обтекания космических объектов сложной формы имеет большое значение для решения подобного рода задач как для орбитальных, так и спускаемых КА [1 – 3].

Основным оптическим прибором, осуществляющим слежение за наблюдаемыми объектами, является ориентированный на Землю бортовой оптический телескоп, работающий в режиме открытой крышки. При неуправляемом спуске КА крышка телескопа и две солнечные батареи (СБ), обеспечивающие функционирование КА на орбите (рис. 1), являются наиболее напряженными элементами конструкции, которые могут быть первыми подвергнуты разрушающему воздействию в процессе входа КА в плотные слои атмосферы.

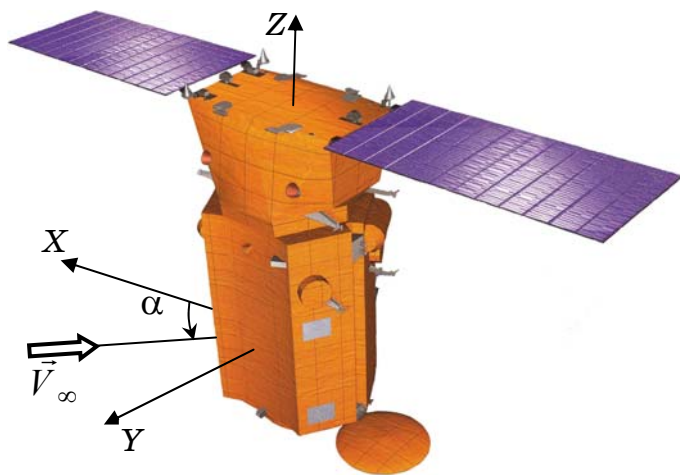


Рис. 1

Результаты численных исследований процессов массопереноса в окрестности космического аппарата «Сич-2» были изложены в работах [4 – 6]. Основное внимание было уделено влиянию на функционирование телескопа собственной атмосферы КА, формируемой в его окрестности в результате работы двигательных

установок и процессов дегазации с поверхности КА. Вклад потоков частиц верхней атмосферы Земли к поверхности КА был исследован с помощью комбинированного метода [6]. Эти потоки зависят от состава и концентрации атмосферы на данной высоте, а также от гелио-геофизической обстановки на

© В.П. Басс, Л.Л. Печерица, 2010

время полета. В процессе численного моделирования газодинамических процессов в окрестности КА «Сич-2» с помощью МПЧ решения уравнения Больцмана набегающий поток задавался моноскоростным, а параметры атмосферы в зависимости от высоты полета брались в соответствии с [6]. Геометрия корпуса КА аппроксимировалась шестигранной призмой. Расчеты проводились для открытой крышки телескопа и трех вариантов ориентации аппарата относительно вектора скорости набегающего потока  $\vec{V}_\infty$ , которая задавалась углом  $\alpha$  в плоскости  $Y = 0$  системы координат  $XYZ$ , расположенной в центре масс КА (рис. 1).

Зависимость коэффициента лобового сопротивления  $C_x$  КА «Сич-2» от высоты полета  $H$  и соответствующих чисел Кнудсена для углов атаки  $\alpha = 0^\circ; 45^\circ; 90^\circ$  показана на рис. 2 (расчетные точки указаны маркерами). Жирной и тонкой кривой обозначены результаты, полученные для температурного отношения  $t_w = T_w/T_\infty = 30$  (горячее тело) и  $t_w = 0,3$  (холодное тело). Для рассматриваемого высотного интервала  $H = 300 \div 90$  км скоростное отношение  $S_\infty$  изменялось в пределах от  $S_\infty = 10,4$  до  $S_\infty = 24$ . Аэродинамические силы отнесены к площади поперечного сечения КА при угле атаки  $\alpha = 90^\circ$  ( $S_{xap} = 7,691 \text{ м}^2$ ), а характерный линейный размер полагался равным высоте корпуса КА ( $L_{xap} = 2,665 \text{ м}$ ).

Как показал анализ результатов расчетов по теории локального взаимодействия при фиксированном угле атаки  $\alpha$  [4], свободномолекулярный предел  $C_x^\infty$  при увеличении  $t_w$  естественным образом растет, а сплошносредний  $C_x^0$  остается практически неизменным. Данная тенденция наблюдалась и при расчетах коэффициента лобового сопротивления 2-й ступени ракетополетителя «Циклон-4» [2]. Как следует из рис. 2, для каждого из рассматриваемых углов атаки КА «Сич-2», как и ожидалось, значения  $C_x^\infty$  при  $t_w = 30$  ле-

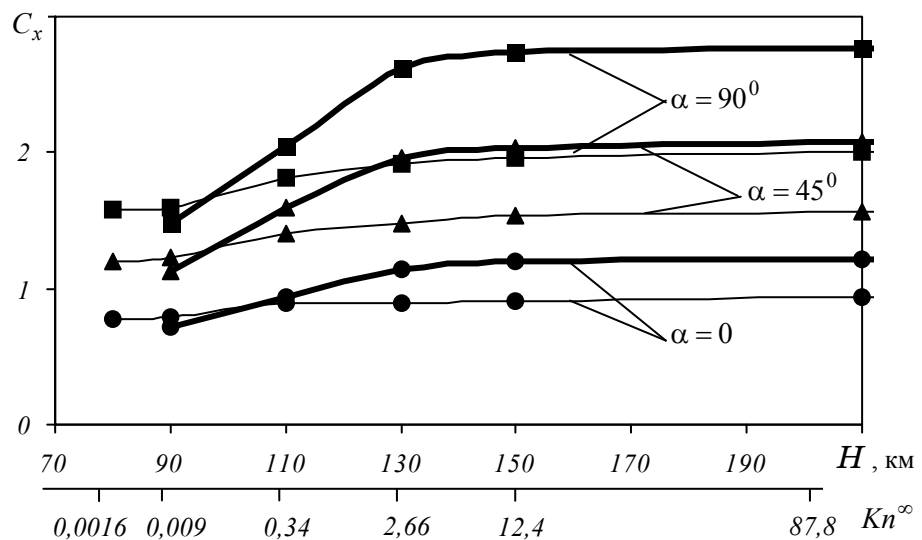


Рис. 2

жат значительно выше соответствующих значений при  $t_w = 0,3$ . Сплошносредние пределы для кривых  $C_x(H)$  при рассматриваемых температурных

отношениях не совпадают. Связанно это прежде всего с тем, что расчеты МПЧ проводились при фиксированном линейном размере расчетных ячеек  $\Delta = 0,1$  м. При  $t_w = 30$  минимальная местная длина свободного пробега  $\lambda$  на высоте  $H = 90$  км соизмерима с  $\Delta$  ( $\lambda \approx 0,2$  м). При  $t_w = 0,3$  местные значения  $\lambda$  вблизи поверхности КА становятся соизмеримы с  $\Delta$  уже на высоте 110 км ( $\lambda \approx 0,1$  м), а при снижении до высоты 90 км и ниже  $\lambda \ll \Delta$ . Поэтому при  $t_w = 0,3$  для корректных расчетов МПЧ на низких высотах необходимо значительное уменьшение размеров расчетной ячейки. На высоте 90 км размеры ячеек не должны превышать 0,01 м, а при 80 км требуемые размеры  $\Delta \leq 0,002$  м. Эти проблемы планируется решать в дальнейшем путем разработки новых численных алгоритмов моделирования методом Монте-Карло физических процессов и явлений в молекулярной газовой динамике с использованием высокопроизводительных многопроцессорных вычислительных систем.

Общее число расчетных ячеек составляло  $10^5$ , а объем выборки (число траекторий с границы контрольного объема) –  $5 \cdot 10^6$  испытаний. Представленные выше результаты получены для 4-й итерации. Расчетное время, требуемое для одной итерации, зависело от угла атаки и режима обтекания и для ПЭВМ с тактовой частотой 2400 МГц изменялось в пределах от 1 до 6 часов (при спуске КА с высоты  $H = 300$  км до 90 км).

В работе [7] приведена расчетная зависимость  $C_x(Kn^\infty)$  для бесконечной пластины, перпендикулярной набегающему потоку при  $S_\infty = 7$  и температурном факторе  $t_w = 10$ . В качестве характерного размера при расчете числа Кнудсена в данной работе брался поперечный размер пластины.

При угле атаки  $\alpha = 90^\circ$  поверхность КА «Сич-2», обращенную навстречу потоку, можно аппроксимировать набором перпендикулярных к  $\vec{V}_\infty$  пластин (двух панелей СБ, плоского дна КА и крышки телескопа). На рис. 3 показано сравнение  $C_x(Kn^\infty)$  КА «Сич-2» при  $\alpha = 90^\circ$  (расчеты обозначены жирной кривой) с соответствующей зависимостью для бесконечной пластины (данные нанесены квадратиками) при расчетных параметрах [7]. В качестве характерного размера в числе Кнудсена бралась длина проекции КА на плоскость, нормальную к  $\vec{V}_\infty$  ( $L_{хар} = 6,62$  м).

Аналогично работе [7], потоки импульса определялись на единицу площади.

Как видно из рис. 3, свободномолекулярные пределы  $C_x(Kn^\infty)$  бесконечной пластины и расчетной кривой, полученной для угла атаки  $\alpha = 90^\circ$ , близки между собой. При приближении к сплошнородному режиму в силу довольно сложной геометрии КА усиливаются эффекты интерференции и формируется система скачков уплотнения.

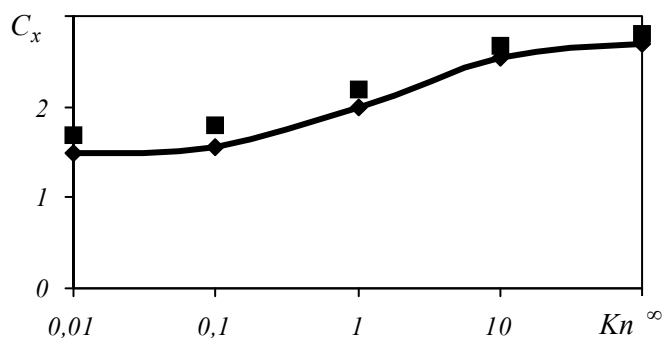


Рис. 3

Поэтому значения  $C_x$  из [7] и рассматриваемые расчетные значения  $C_x$  при достаточно малых значениях чисел Кнудсена стремятся к разным пределам.

Распределение потока массы газа, потоков давления и касательного напряжения, тепловых потоков за счет поступательных и вращательных степеней свободы двухатомного газа ( $\bar{M}$ ,  $\bar{P}_n$ ,  $\bar{P}_\tau$ ,  $\bar{E}_t$  и  $\bar{E}_r$ ) для высот  $H = 300$ ; 130 и 90 км определялось по нижней поверхности СБ.

В качестве масштабов безразмерных параметров  $\bar{M}$ ,  $\bar{P}_n$  и  $\bar{P}_\tau$ ,  $\bar{E}_t$  и  $\bar{E}_r$  брались соответственно поток массы газа, давления и полный поток энергии в единицу времени на элемент поверхности, нормальный к скорости набегающего гиперзвукового многоатомного потока в невозмущенном газе :

$$M = \rho_\infty (2RT_\infty)^{1/2} S_\infty, \quad (1)$$

$$P_n = \rho_\infty 2RT_\infty \left( S_\infty^2 + \frac{1}{2} \right), \quad (2)$$

$$E = \frac{\rho_\infty (2RT_\infty)^2}{2} \left( S_\infty^2 + \frac{5}{2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{5-3\gamma}{\gamma-1} \right) S_n, \quad (3)$$

где скоростное отношение  $S = \frac{V_\infty}{\sqrt{2RT_\infty}}$ ;  $S_n = S \cdot \cos(\vec{V}_\infty, \vec{n})$ .

Выражения (1) – (3) получены как соответствующие моменты функции распределения молекул набегающего потока по скоростям [8]:

$$\rho = \rho_\infty \left( \frac{RT_\infty}{2\pi} \right)^{1/2} \psi(S_n), \quad (4)$$

$$P_n = \rho_\infty \frac{RT_\infty}{\sqrt{\pi}} \left( S_n \psi(S_n) + \frac{\sqrt{\pi}}{2} (1 + \operatorname{erf}(S_n)) \right), \quad (5)$$

$$E_t = \frac{\rho_\infty (RT_\infty)^2}{\sqrt{2\pi}} \left[ \left( S_n^2 + \frac{5}{2} \right) \psi(S_n) - \frac{1}{2} \exp(-S_n^2) \right] \quad (6)$$

$$E_r = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \left( \frac{5-3\gamma}{\gamma-1} \right) \rho_\infty (RT_\infty)^2 \psi(S_n), \quad (7)$$

где  $S = \frac{V_\infty}{\sqrt{2RT_\infty}}$  – скоростное отношение;  $S_n = S \cdot \cos(\vec{V}_\infty, \vec{n})$ ;

$\psi(S_n) = \exp(-S_n^2) \pm \sqrt{\pi} S_n (1 + \operatorname{erf} S_n)$ . Выбор знака в последнем выражении зависит от ориентации площадки относительно набегающего потока.

На больших высотах реализуется свободномолекулярный режим обтекания. При выбранном способе обезразмеривания значения распределенных по панелям СБ потоков  $\bar{M}$ ,  $\bar{P}_n$  и  $\bar{E}_t$  в случае перпендикулярности  $\vec{V}_\infty$  к плоско-

сти панели должны быть  $\approx 1$  (при условии отсутствия затенения панелей СБ относительно  $\vec{V}_\infty$ ). Это подтверждается расчетами распределенных параметров по обеим панелям СБ для высоты полета  $H = 300$  км и угла атаки  $\alpha = 90^\circ$ . Зоны пониженных значений потоков, распределенных по правой панели СБ при угле атаки  $\alpha = 90^\circ$ , являются результатом затенения правой панели СБ крышкой телескопа. При приближении к корпусу КА на левой панели СБ наблюдается незначительное уменьшение значений потоков  $\bar{M}$ ,  $\bar{P}_n$  и  $\bar{E}_t$ . Данный эффект обусловлен затенением поверхности левой панели СБ корпусом аппарата относительно траекторий частиц, летящих с правой боковой грани контрольного параллелепипеда.

Уменьшение угла атаки приводит к уменьшению вклада прямых потоков  $\bar{M}$ ,  $\bar{P}_n$  и  $\bar{E}_t$  и усилению влияния эффектов отражения от корпуса КА на левую панель СБ, а также эффектов затенения корпусом КА (относительно  $\vec{V}_\infty$ ) правой панели СБ. Характер распределения  $\bar{M}$ ,  $\bar{P}_n$  и  $\bar{E}_t$  идентичен.

Значения  $\bar{E}_r$  тепловых потоков за счет наличия вращательных степеней свободы молекул набегающего потока по скоростям при всех углах атаки значительно меньше тепловых потоков, обусловленных поступательными степенями свободы.

Потоки касательного напряжения  $\bar{P}_\tau$  достигают своих максимальных значений на левой панели СБ при угле атаки  $\alpha = 45^\circ$ . При  $\alpha = 0^\circ$  значения  $\bar{P}_\tau$  малы вследствие отсутствия прямых потоков на эту СБ и обусловлены тепловыми скоростями и эффектами интерференции, а при угле  $\alpha = 90^\circ$  – из-за ортогональности плоскости СБ направлению  $\vec{V}_\infty$ . Следует отметить, что аналогичное поведение  $\bar{P}_\tau$  наблюдается и на более низких высотах. При расчетах  $\bar{P}_\tau$  направление вектора касательной  $\vec{\tau}$  к поверхности СБ выбиралось так, чтобы он лежал в плоскости  $\vec{V}_\infty$  и нормали  $\vec{n}$  к рассматриваемой поверхности, а ее проекция на направление  $\vec{V}_\infty$  была величиной положительной. При ориентации вектора  $\vec{V}_\infty$  параллельно вектору нормали  $\vec{n}$ , касательная выбиралась сонаправленной с осью  $OX$  задания геометрии КА.

С уменьшением высоты полета до 130 км меняется поведение изолиний безразмерной плотности. Зоны уплотнения становятся более выраженными и прижимаются к поверхности КА. Наблюдается увеличение максимальных значений потоков массы и давления на обеих панелях СБ. При этом характер распределения  $\bar{M}$ ,  $\bar{P}_n$  и  $\bar{E}_t$  остается приблизительно таким же, как и при  $H = 300$  км. Для  $\alpha = 90^\circ$  потоки касательного напряжения  $\bar{P}_\tau$  становятся направленными к краям СБ.

Отрыв потока приводит к существенному перераспределению поверхностных параметров. При спуске КА «Сич-2» до высоты  $\sim 90$  км на отдельных углах атаки формируются скачки уплотнения, которые могут «садиться» на панели СБ, вызывая локальные повышения расчетных параметров, вплоть до разрушения СБ. Подобная ситуация демонстрируется на примере падения орбитального комплекса «Салют - 7/Космос – 1686» (рис. 4, а) по данным радиолокационных станций слежения в феврале 1991 года. Как видно из приведенных данных, на 23.01.1991 года комплекс нормально состыкован и не де-

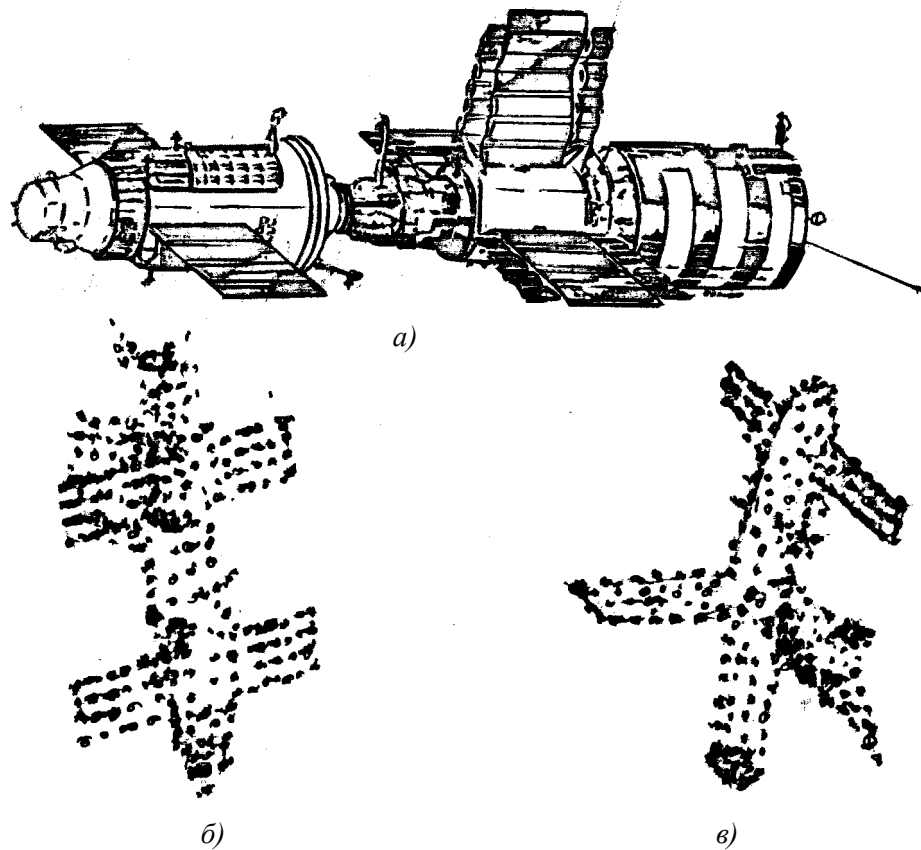


Рис. 4

формирован (рис. 4, б). Однако на 04.02.1991 года комплекс нормально состыкован, но структура СБ КА «Салют-7» (рис. 4, в) кажется нарушенной – одна солнечная панель изогнута [9].

Формирование скачков уплотнения в окрестности КА «Сич-2» при его снижении до высоты 90 км для углов атаки  $\alpha = 0^0$ ;  $45^0$  и  $90^0$  при  $t_w = 0,3$  показано на рис. 5 а, б, в на примере изолиний плотности  $\rho/\rho_\infty$ , построенных в плоскости  $Y = 0$ . Шкала значений  $\rho/\rho_\infty$  для удобства сравнения результатов расчета ограничена максимальным значением, равным 4, хотя в действительности безразмерная плотность вблизи тела может существенно превышать выбранное ограничение. Как видно из рис. 5, при ненулевых углах атаки присутствует попадание частиц в тень за КА. При  $\alpha = 45^0$  это обусловлено попаданием прямых потоков частиц в щели между корпусом КА и панелями СБ, а при  $\alpha = 90^0$  – переотражением частиц от корпуса КА и панелей батарей.

На низких высотах максимальные значения  $\bar{M}$ ,  $\bar{P}_n$ ,  $\bar{E}_t$  и  $\bar{E}_r$  резко возрастают при всех рассматриваемых углах атаки. В случае  $\alpha = 90^0$  (рис. 5 в) крылья скачка, формируемого при обтекании днища КА, «салятся» на панели СБ, в результате чего на левой и правой поверхностях СБ появляются локальные зоны повышенных значений перечисленных выше параметров. Распределение давления  $\bar{P}_n$  по левой и правой СБ показано соответственно на

рис. 6 а и рис. 6 б. Отсутствие симметрии на рис. 6 б наглядно демонстрирует затенение правой СБ открытой крышкой телескопа.

При спуске КА его поверхность нагревается, причем температурный ре-

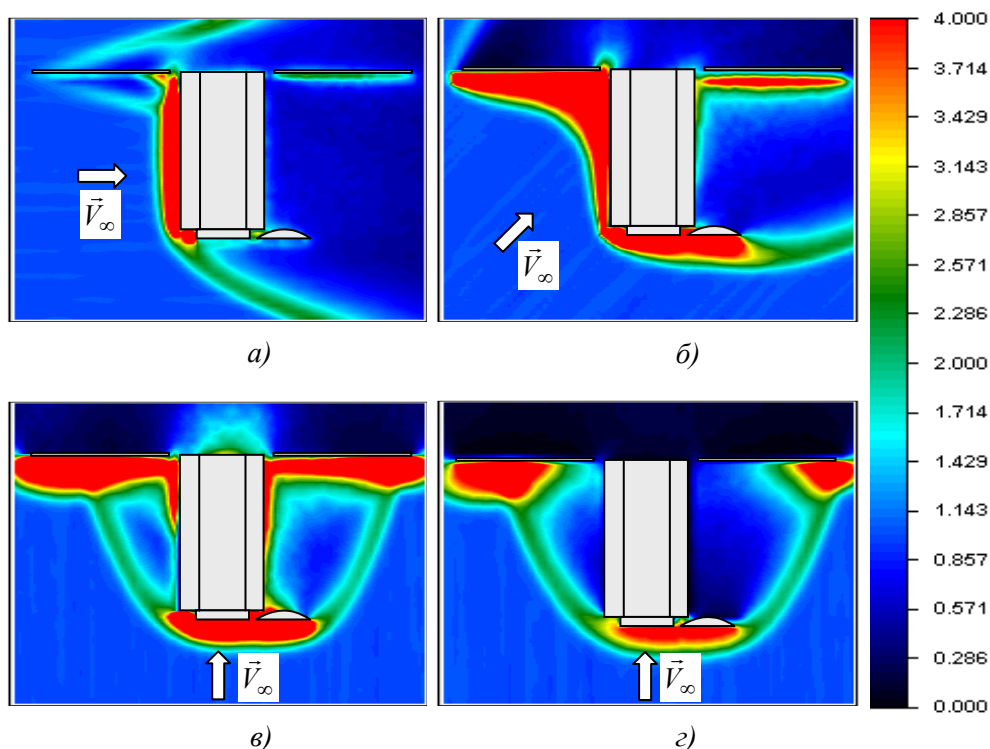


Рис. 5

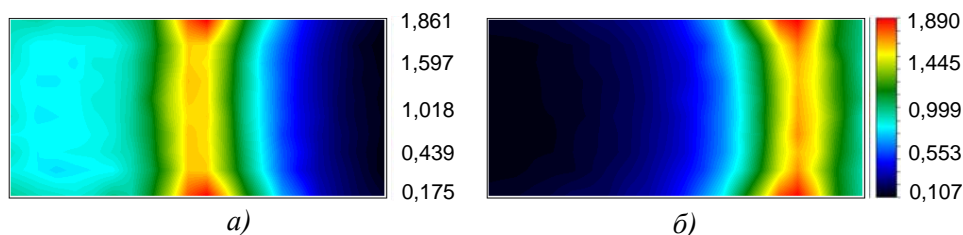


Рис. 6

жим входа в плотные слои атмосферы заранее неизвестен. Изолинии относительной плотности для случая предельного нагрева поверхности КА до температуры торможения  $T_w = T_0$  ( $t_w = 30$ ) на высоте  $H = 90$  км показаны на рис. 5 г. Характер формирования крыльев скачка уплотнения указывает на то, что расположение локальных зон повышенных значений распределенных параметров по левой и правой СБ аналогично случаю холодного тела.

**Заключение.** Приведены результаты численного моделирования трехмерного обтекания КА «Сич-2» для трех углов атаки. При неуправляемом спуске КА в высотном интервале от 300 км до 90 км происходит смена режимов обтекания от свободномолекулярного до сплошнородного. Режим свободномолекулярного обтекания нарушается на высоте  $\approx 130$  км, о чем свидетельствует изменение структуры течения и поведение интегральных аэродинамических характеристик. Безотрывное течение сменяется отрывным. На это указывает распределение параметров в окрестности тела. Отрыв потока

приводит к существенному перераспределению поверхностных параметров. При спуске КА «Сич-2» до высоты ~ 90 км на отдельных углах атаки формируются скачки уплотнения, которые могут “садиться” на панели СБ. Это вызывает значительные локальные повышения расчетных параметров, которые могут привести к разрушению конструкции КА.

1. *Басс В. П.* Численное моделирование трехмерного обтекания тел потоком разреженного газа / *В. П. Басс, Л. Л. Печерица* // *Материалы докладов Десятой Международной школы-семинара “Модели и методы аэродинамики”*. – М. : МЦНМО, 2010. – С. 17 – 18.
2. *Басс В. П.* Численное решение трехмерных задач динамики разреженного газа / *В. П. Басс, Л. Л. Печерица* // *Техническая механика*. – 2010. – № 2. – С. 38 – 51.
3. *Басс В. П.* Проблемы неуправляемого входа космических объектов в атмосферу Земли / *Басс В. П.* // *Тезисы докладов Десятой Украинской конференции по космическим исследованиям*. – Киев : ИКИ НАНУ - НКАУ, 2010. – С. 18 – 19.
4. *Басс В. П.* Исследование процессов массопереноса в окрестности оптического телескопа космического аппарата «Сич-2» на этапе проектирования / *В. П. Басс, О. В. Доценко, Л. Л. Печерица, В. Б. Тарасов* // *Техническая механика*. – 2004. – № 1. – С. 76 – 85.
5. *Абрамовская М. Г.* Аэрогазодинамическое сопровождение космических проектов / *М. Г. Абрамовская, В. П. Басс, Н. В. Петрушенко, Л. Л. Печерица* // *Космічні дослідження в Україні 2004. - 2006*. – Київ : ІКД НАНУ - НКАУ, 2006. – С. 78 – 86.
6. *Басс В. П.* Молекулярная газовая динамика и ее приложения в ракетно-космической технике / *В. П. Басс* – Киев : Наук. думка, 2008. – 272 с.
7. *Рыков В. А.* Численные исследования поперечного обтекания пластины сверхзвуковым потоком двухатомного разреженного газа / *В. А. Рыков, В. А. Титарев, Е. М. Шахов* // *Журн. вычисл. матем. и матем. физ.* – 2007. – Т. 47, № 1. – С. 140 – 154.
8. *Кошмаров Ю. А.* Прикладная динамика разреженного газа / *Ю. А. Кошмаров, Ю. А. Рыжов* – М. : Машиностроение, 1977. – 184 с.
9. *Магура К.* Радиолокационное сопровождение и наблюдение низкоорбитальных космических объектов на примере падения комплекса Салют-7/Космос-1686 / *К. Магура, Д. Мерхольц* // *Падение орбитального комплекса Салют-7/Космос-1686 : Международный семинар, апрель, 1991 г., Дармштадт, Германия : сб. трудов*. – Дармштадт : Европейское космическое агентство. – 1991.

Институт технической механики  
НАН Украины и НКА Украины,  
Днепропетровск

Получено 11.05.10,  
в окончательном варианте 15.06.10