

УДК 533.6.011.5

Л.А. БАЗЫМА

*Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Украина***ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО УДАРНОГО  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ОБТЕКАЕМЫМ ЗАТУПЛЕННЫМ ТЕЛОМ**

Проведено численное моделирование обтекания полусферы при симметричном и несимметричном энергоподводе в поток, когда подвод энергии осуществлялся под углом  $90^\circ$  к вектору скорости сверхзвукового набегающего потока. Рассмотрено два варианта формы теплового пятна: осесимметричное пятно (тонкий диск в двухмерной постановке) и теплое пятно в виде эллипсоида (в трехмерной постановке), главная ось которого была перпендикулярна оси симметрии. Установлено, что параметры энергоподвода (как конфигурация теплового пятна, так и интенсивность энергоподвода) оказывают существенное влияние на перестройку течения, поскольку их комбинация существенным образом влияет на свойства следа за ним и соответственно на давление торможения и сопротивление конфигурации.

**энергоподвод, конфигурация теплового пятна, тепловой след, давление торможения, сверхзвуковое обтекание****Введение**

В экспериментальных и теоретических исследованиях [1 – 6] установлена возможность использования энергоподвода как способа глобального управления потоком, то есть снижение, например, лобового сопротивления сверхзвукового летательного аппарата посредством подвода энергии в набегающий поток. С другой стороны подвод энергии можно использовать, чтобы минимизировать негативные последствия ударно-волнового взаимодействия при обтекании аэродинамических конфигураций сложной формы. Например, косые ударные волны, распространяющиеся от носовой части самолета или ракеты, могут взаимодействовать с головным скачком уплотнения любого элемента конструкции фюзеляжа (хвостовое оперение, подвеска, капот двигателя, диффузор и другое). В ряде случаев ударно-волновое взаимодействие может вызвать серьезные и даже катастрофические последствия для летательного аппарата.

Установлено, что параметры энергоподвода (как конфигурация теплового пятна, так и интенсивность энергоподвода) оказывают существенное влияние на перестройку течения, поскольку их комбинация

определяет возможность либо течения с запирающим в источнике (с отсоединенной волной), либо без запирающего. Это существенным образом влияет на свойства следа за ним и соответственно на давление торможения и сопротивление конфигурации.

В настоящей работе проведено численное моделирование обтекания полусферы при симметричном и несимметричном энергоподводе в поток, когда подвод энергии осуществлялся под углом  $90^\circ$  к вектору скорости сверхзвукового набегающего потока.

Рассматривались два варианта формы теплового пятна: осесимметричное пятно (тонкий диск в двухмерной постановке) и теплое пятно в виде эллипсоида (в трехмерной постановке), главная ось которого была перпендикулярна оси симметрии.

Полученные результаты позволяют рассматривать использование энергоподвода как эффективного средства для решения локальных проблем сверхзвукового обтекания летательных аппаратов.

Применение энергоподвода для локального управления потоком потребует более низких мощностей, вкладываемых в поток. Эта более низкая требуемая мощность позволяет использовать системы производства энергии небольшого веса, то есть малые оптические лазеры или небольшие модули дугового разряда как соответствующие системы

управления потоком. Поэтому они имеют реальные перспективы для локального управления потоком.

### 1. Постановка задачи

Будем рассматривать подвод энергии выше по потоку от сферы при  $M_\infty = 3,45$ ,  $\gamma = 1,4$  в набегающем сверхзвуковом потоке газа так же, как в [1].

Уравнения газовой динамики, в отличие от [4, 5], представим в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho r}{\partial t} + \frac{\partial \rho u r}{\partial x} + \frac{\partial \rho v r}{\partial r} + \frac{\partial \rho \omega}{\partial \varphi} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u r}{\partial t} + \frac{\partial (p + \rho u^2) r}{\partial x} + \frac{\partial \rho u v r}{\partial r} + \frac{\partial \rho u \omega}{\partial \varphi} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho v r}{\partial t} + \frac{\partial \rho u v r}{\partial x} + \frac{\partial (p + \rho v^2) r}{\partial r} + \frac{\partial \rho v \omega}{\partial \varphi} = p, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho \omega r}{\partial t} + \frac{\partial \rho u \omega r}{\partial x} + \frac{\partial (p + \rho \omega^2) r}{\partial r} + \frac{\partial (p + \rho \omega^2)}{\partial \varphi} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho e r}{\partial t} + \frac{\partial \rho u (e + p/\rho) r}{\partial x} + \frac{\partial \rho v (e + p/\rho) r}{\partial r} + \frac{\partial \rho \omega (e + p/\rho)}{\partial \varphi} = \rho q r, \quad (5)$$

где  $p$  – давление;  $\rho$  – плотность;  $u, v, \omega$  – компоненты вектора скорости по  $x, r$  и  $\varphi$ ;  $e$  – полная энергия единицы массы газа;  $q$  – энергия, подводимая единице массы газа внешним источником;  $t$  – время. Система замыкается уравнением состояния идеального газа:

$$p = (\gamma - 1) \rho e.$$

Энергоподвод  $q$  задавался так же, как и в [5, 6]:

$$q = W(x, r) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{f} \delta\left(t - \frac{n}{f}\right),$$

где  $\delta$  – импульсная функция Дирака;  $f$  – частота следования импульсов;  $W$  – средняя массовая плотность энергоподвода, которая была взята, в отличие от [5, 6], в несколько видоизмененной форме, по-

зволяющей моделировать различные формы теплового пятна при несимметричном подводе энергии:

$$W = W_0 \left(\frac{p_\infty}{\rho_\infty}\right)^{3/2} \frac{1}{R} \times \exp\left(-\frac{k_1 (r \cos \varphi)^2 + k_2 (x - x_0)^2 + k_3 (r \sin \varphi)^2}{L^2}\right),$$

где  $W_0, k_1, k_2$  и  $k_3$  – некоторые константы, определяющие плотность энергоподвода и форму теплового пятна.

### 2. Метод решения

Решение системы уравнений (1) – (5) проводилось методом Годунова [7], так же, как и в [4, 5]. Для осесимметричной задачи использовалась сетка  $110 \times 60$ , а для трехмерной –  $110 \times 60 \times 32$ . И в том, и в другом случае сетка строилась со сгущением узлов около тела и в областях подвода энергии (области возмущения набегающего потока).

При расчетах трехмерной задачи моделировался подвод энергии, который осуществлялся под углом  $90^\circ$  к вектору скорости набегающего потока.

Обезразмеривание величин проводилось следующим образом:

$$r = \bar{r} R, \quad x = \bar{x} R, \quad t = \bar{t} R / a_\infty, \quad a = \bar{a} a_\infty, \quad u = \bar{u} a_\infty,$$

$$v = \bar{v} a_\infty, \quad \omega = \bar{\omega} a_\infty, \quad \rho = \bar{\rho} \rho_\infty, \quad p = \bar{p} \rho_\infty a_\infty^2,$$

$$W = \bar{W} a_\infty^3 / R,$$

где  $a_\infty$  – скорость звука набегающего потока.

В качестве начальных данных в расчетах без энергоподвода приняты безразмерные параметры невозмущенного набегающего потока:

$$p = p_\infty = 1/\gamma, \quad \rho = \rho_\infty = 1, \quad u = u_\infty = M_\infty, \quad v = 0,$$

$$\omega = 0$$

( $\gamma$  – постоянная адиабаты). Здесь и дальше в тексте черта над безразмерными величинами  $r, x, t, a, u, v,$

$\omega, \rho, p, W$  опущена.

Граничные условия поставлены так же, как в [4, 5], а энергия, подводимая единице массы газа, задавалась в следующем виде:

$$q = \gamma^{-3/2} W_0 \times \exp\left(-\frac{k_1 (r \cos \varphi)^2 + k_2 (x - x_0)^2 + k_3 (r \sin \varphi)^2}{L^2}\right) \sum_{n=1}^N \frac{t_n}{n} \delta(t - t_n).$$

Здесь  $x_0 = -3,0$  (то есть энергия подводилась на расстоянии одного диаметра сферы от ее поверхности [1]),  $N = 10^2 f^4$ ,  $t_n = n f^{-1}$  при частоте импульсов  $f = 0,00068$  (это соответствует частоте 10 Гц [1]). Форма теплового пятна задавалась параметрами  $L, k_1, k_2, k_3$ . Значение  $L = 0,01$  было фиксированным во всех расчетах, а значения  $k_1, k_2, k_3$  изменялись, что позволяло получить размеры теплового пятна, характерные для эксперимента [1] (объем теплового пятна оценивался приблизительно от 1 до 3 мм<sup>3</sup>, радиус сферы в эксперименте был 12,75 мм). Так, например, при  $k_1 = k_2 = k_3$  мы получаем сферическое тепловое пятно.

Параметр  $W_0$  изменялся в диапазоне 0,2...1,75, что в совокупности с подбором значений  $k_1, k_2, k_3$  обеспечивает изменение плотности энергии в импульсе, имевшей место в эксперименте [1] (13 мДж/импульс/1±0,5мм<sup>3</sup>, 127 мДж/импульс/1,3±0,7мм<sup>3</sup> и 258 мДж/импульс/3±1мм<sup>3</sup>).

### 3. Результаты

#### Симметричный энергоподвод

Вполне естественно, что получить форму теплового пятна, которая имела место в эксперименте [1], для двумерного случая не представляется возможным. Однако при малых размерах теплового пятна относительно размера обтекаемого тела (сферы) и при небольших значениях плотности энергии, под-

водимой в набегающий поток, можно рассчитывать на получение некоторого подобия. Так, для формы теплового пятна, представляющей собой эллипсоид ( $k_1 = k_3 = 0,016, k_2 = 0,39$ , то есть ось его вращения совпадает с осью вращения обтекаемого тела), при  $W_0 = 0,19$  характер изменения давления в критической точке тела весьма близок (на стадии сжатия и первой фазы расширения) к тому, что был зафиксирован в эксперименте [1] для значения подводимой энергии в импульсе порядка 13мДж/1мм<sup>3</sup> (рис. 1).

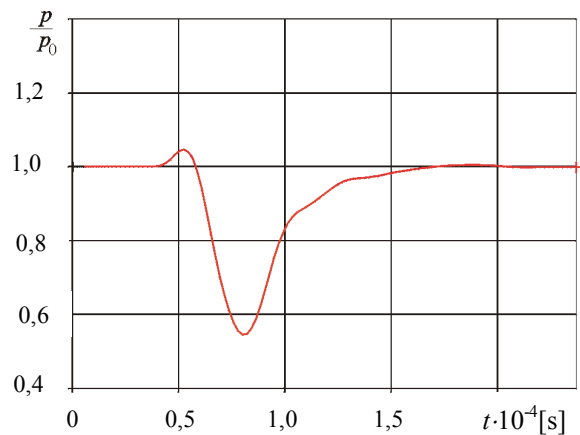


Рис. 1. Изменение давления в критической точке сферы от времени:  $W_0 = 0,19, f = 0,00068$ , эллипсоидное тепловое пятно;  $k_1 = k_3 = 0,016, k_2 = 0,39$

увеличивая размеры пятна и плотность подвода энергии, невозможно получить картину, адекватную физическому эксперименту. В то же время, варьируя этими двумя параметрами (размер и конфигурация пятна, с одной стороны, и плотность подвода энергии – с другой), можно получить характер изменения давления в критической точке тела, адекватный эксперименту при более высоких значениях плотности подвода энергии (127 мДж/импульс/1,3±0,7мм<sup>3</sup> и 258 мДж/импульс/3±1мм<sup>3</sup>).

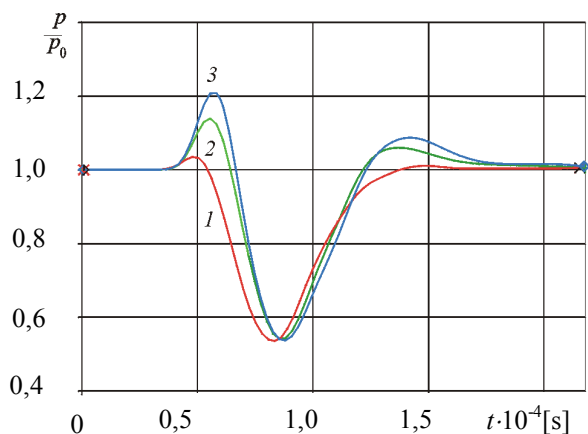


Рис. 2. Изменение давления в критической точке сферы от времени:

- 1 –  $W_0 = 0,38$ ,  $f = 0,00068$ , эллипсоидное тепловое пятно;  $k_1 = k_3 = 0,016$ ,  $k_2 = 0,56$ ;
- 2 –  $W_0 = 0,38$ ,  $f = 0,00068$ , дисковое тепловое пятно;  $k_1 = k_3 = 0,00045$ ,  $k_2 = 0,089$ ;
- 3 –  $W_0 = 0,38$ ,  $f = 0,00068$ , дисковое тепловое пятно;  $k_1 = k_3 = 0,00023$ ,  $k_2 = 0,082$

На рис. 2 показано изменение давления в критической точке сферы от времени при других  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $k_3$ , которые обеспечивают меньший объем теплового пятна (приблизительно в два раза), но зато плотность подвода энергии была в два раза выше ( $W_0 = 0,38$ ; кривая 1). Можно отметить, что в обоих случаях характер изменения давления был приблизительно одинаков. Две другие кривые с большим размахом по амплитуде давления на стадии сжатия получены для формы теплового пятна, представляющего собой сплюснутый осесимметричный диск с радиусом, сопоставимым радиусу сферы. Естественно, что плотность подвода энергии при этом была даже меньшей, чем в эксперименте [1] ( $13 \text{ мДж/мм}^3$ ), однако характер изменения давления на этапе сжатия и расширения напоминает характер изменения в эксперименте [1] для плотностей подвода энергии  $127 \text{ мДж/импульс/}1,3 \pm 0,7 \text{ мм}^3$  и  $258 \text{ мДж/импульс/}3 \pm 1 \text{ мм}^3$ .

### Асимметричный энергоподвод

На рис. 3 приведено изменение давления в критической точке (отнесено к соответствующему давлению

полученному до теплового воздействия) от времени после подвода энергии. Число Маха в набегающем потоке было  $M = 3,45$ , расстояние от теплового пятна до сферы равнялось одному диаметру сферы. Зона энергоподвода представляла собой эллипсоид, объемом порядка  $1 \text{ мм}^3$  с осью вращения, перпендикулярной к вектору скорости набегающего потока. Расчеты проводились на сетке  $110 \times 60 \times 32$ . Кривые 1 – 3 соответствуют различным плотностям энергоподвода в тепловом пятне. Можно видеть, что процесс взаимодействия теплового следа со сферой состоит из двух стадий: короткой стадии сжатия и протяженной стадии расширения. Полученные результаты качественно и количественно хорошо соответствуют экспериментальным данным [1].

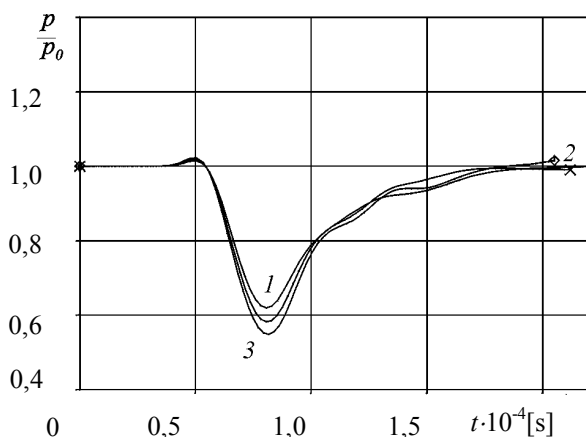


Рис. 3. Изменение давления в критической точке сферы от времени:

- 1 –  $W_0 = 0,5$ ,  $f = 0,00068$ , эллипсоидное тепловое пятно,  $k_2 = k_3 = 0,67$ ,  $k_1 = 0,007$ ;
- 2 –  $W_0 = 1,5$ ,  $f = 0,00068$ , эллипсоидное тепловое пятно,  $k_2 = k_3 = 1$ ,  $k_1 = 0,06$ ;
- 3 –  $W_0 = 1,75$ ,  $f = 0,00068$ , эллипсоидное тепловое пятно,  $k_2 = k_3 = 1$ ,  $k_1 = 0,17$

На рис. 4 приведены поля равного уровня давления на поверхности сферы на момент времени  $2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$  после теплового воздействия (здесь давление отнесено к давлению в набегающем потоке). Можно видеть, что к этому времени на поверхности сферы все еще существуют симметричные вихревые области.

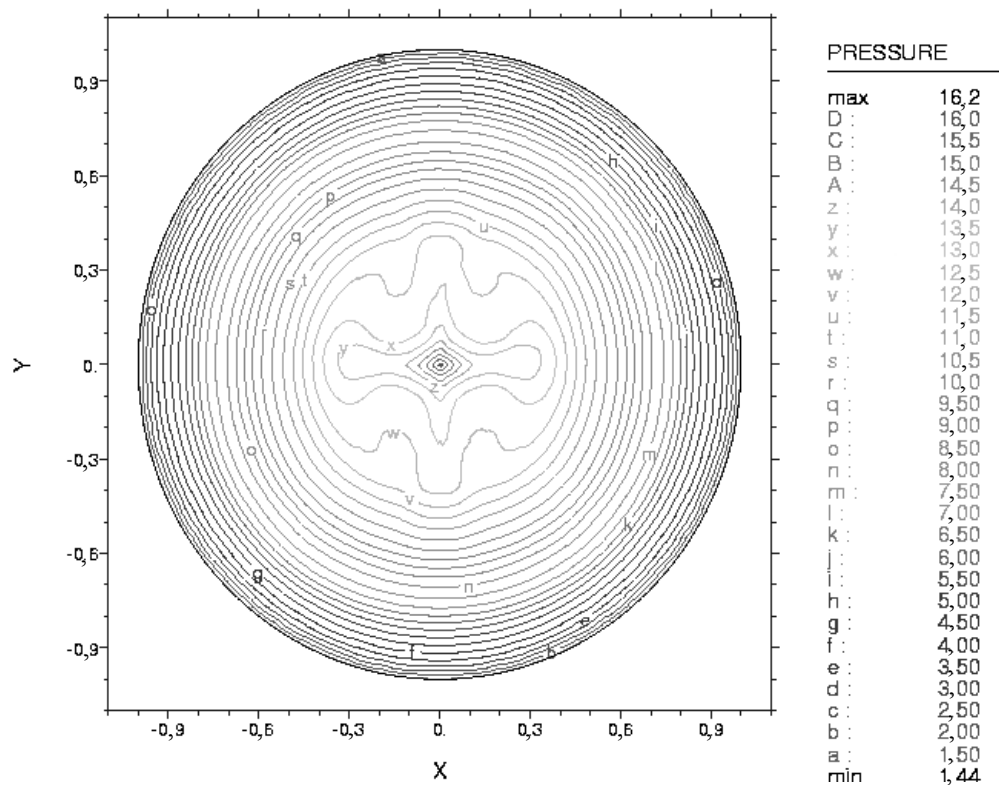


Рис. 4. Линии равного уровня давления на поверхности сферы в момент времени  $2 \cdot 10^{-4}$  с после подвода энергии:  $W_0 = 1,75$ ;  $f = 0,00068$ ; эллипсоидное тепловое пятно;  $k_2 = k_3 = 1$ ;  $k_1 = 0,17$

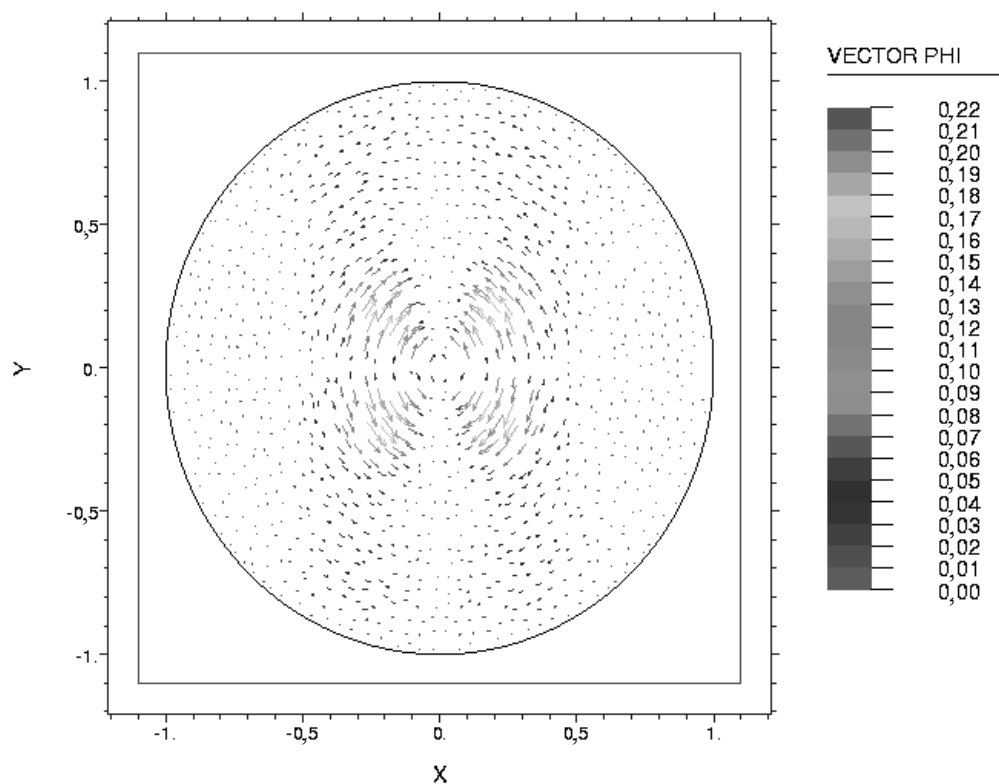


Рис. 5. Поля азимутальной компоненты скорости (в векторном виде) на поверхности сферы в момент времени  $2 \cdot 10^{-4}$  с после подвода энергии:  $W_0 = 1,75$ ;  $f = 0,00068$ ; эллипсоидное тепловое пятно;  $k_2 = k_3 = 1$ ;  $k_1 = 0,17$

Параметры энергоподвода (как конфигурация теплового пятна, так и интенсивность энергоподвода) оказывают существенное влияние на перестройку течения, поскольку их комбинация определяет возможность либо течения с запирающим в источнике (с отсоединенной волной), либо без запирающего. Это существенным образом влияет на свойства следа за ним и соответственно на давление торможения и сопротивление конфигурации.

Энергоподвод в набегающий поток позволяет минимизировать нагрузки, вызванные ударно-волновым воздействием элементов конструкции летательных аппаратов.

### Заключение

В результате проведенного численного моделирования установлено следующее:

- процесс взаимодействия теплового следа со сферой состоит из двух стадий: короткой сжатия и протяженной расширения;

- параметры энергоподвода (как конфигурация теплового пятна, так и интенсивность энергоподвода) оказывают существенное влияние на перестройку течения, а их комбинация существенным образом влияет на свойства следа и соответственно на давление торможения.

Применение энергоподвода для локального управления потоком потребует более низких мощностей, вкладываемых в поток. Эта более низкая требуемая мощность позволяет использовать системы производства энергии небольшого веса, то есть малые оптические лазеры или небольшие модули дугового разряда как соответствующие системы управления потоком.

Полученные результаты позволяют рассматривать использование энергоподвода как эффективного средства для решения локальных проблем сверхзвукового обтекания летательных аппаратов.

### Литература

1. Adegren Russell G., Elliot Gregory S., Knight Doyle D., Zheltovodov Alexander A. and Beutner Thomas J. Energy deposition in supersonic flows, AIAA Paper, N 2001–0885, 2001.

2. Стабилизация оптического разряда в сверхзвуковом потоке аргона / Третьяков П.К., Грачев Г.П., Иванченко А.И., Крайнев В.А., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. // Доклады Академии Наук. – 1994. – Т. 336, № 4. – С. 466 – 467.

3. Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического пульсирующего разряда / Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.П., Крайнев В.А., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н., Яковлев В.И. // Доклады Академии Наук. – 1996. – Т. 351, № 3. – С. 339 – 340.

4. Bazyma L.A., Rashkovan V.M. The Stabilization Feature of the Supersonic Streamline of the Bodies with Cavities in the Presence of the Energy Supply Area in the Incident Gas Flow // 7TH INT SYMP ON FLUID CONTROL, MEASUREMENT AND VISUALIZATION, Sorrento, Italy, August 25 – 28, 2003.

5. Базыма Л.А. Влияние энергоподвода на структуру обтекания тела с полостью // Авиационно-космическая техника и технология. – 2004. – № 1. – С. 49 – 54.

6. Гувернюк С.В., Самойлов А.Б. Об управлении сверхзвуковым обтеканием тел с помощью пульсирующего теплового источника // Письма в ЖТФ. – 1997. – Т. 23. – Вып. 9. – С. 1 – 8.

7. Численное решение многомерных задач в газовой динамике / Под ред. С.К. Годунова – М.: Наука, 1976. – 321 с.

*Поступила в редакцию 14.04.04*

**Рецензент:** д-р техн. наук, проф. А.Н. Шупиков, ИПМаш НАН Украины, г. Харьков