

УДК 533.6.011.72

© 1999 г. В.А. ЛЕВИН, Л.В. ТЕРЕНТЬЕВА

ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ НА ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ОБТЕКАНИЕ КОНУСА

Изучается сверхзвуковое обтекание идеальным совершенным газом кругового конуса, расположенного под малым углом атаки при наличии в набегающем потоке источника энерговыделения. Исследуется зависимость величины волнового сопротивления, подъемной силы от расположения и интенсивности источника, а также от угла конуса и угла атаки.

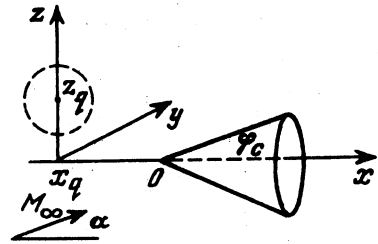
Новое направление совершенствования и управления аэродинамическими характеристиками летательных аппаратов различного назначения связано с управляемым изменением свойств и параметров набегающего потока за счет подвода энергии в некоторой окрестности поверхности аппарата. Так, при помощи подвода энергии в окрестности носовой части сверхзвукового аппарата можно существенно снизить его сопротивление. В условиях применимости линейной теории показано, что подвод энергии на отрезке перед тонким телом вращения позволяет не только снизить сопротивление, но и получить тягу [1].

В ряде случаев такой способ энергоподвода может оказаться более эффективным по сравнению с классической схемой подвода энергии в кормовой части тела [2, 3] при одной и той же величине подводимой энергии. При подводе энергии в некоторой области перед затупленным телом радикальным образом меняется структура течения. Из-за больших потерь полного давления в части набегающего потока, проходящего через область энергоподвода, которые могут превышать потери за прямым скачком уплотнения, статическое давление на боковой поверхности аппарата может превзойти давление в критической точке, и в силу этой причины перед затупленным телом формируется отрывная зона [4–6]. При этом происходит существенное снижение сопротивления, которое может достигать 60% и более. Оказалось, что организацией энерговыделения в достаточно малой области по сравнению с размерами тела и при достаточно малых затратах подводимой полной энергии можно вызвать формирование передней отрывной зоны. Изменение режима сверхзвукового обтекания торца при возникновении перед ним тонкого разреженного канала изучено в [7]. Обтекание эллиптической носовой части при энерговклаке в поток перед ней описано в [8]. В обоих случаях обнаружено формирование развитых отрывных зон перед телом.

Обтекание конусов вращения при наличии в набегающем потоке источника энерговыделения исследовано в [9]. Проанализированы изменения формы головного скачка уплотнения и структуры течения, изучено влияние на течение формы и размеров области энерговыделения, ее расположения относительно носка конуса, определены оптимальные значения параметров, при которых величина снижения сопротивления максимальна.

В [10] показано, что при энергоподводе в ударном слое около затупленного конуса можно получить поперечную силу и опрокидывающий момент. Воздействие локального источника энерговыделения на пространственное сверхзвуковое обтекание затупленного тела оживальной формы рассмотрено в [11].

Особый интерес представляют экспериментальные исследования, которые позволяют подтвердить теоретические расчеты и оценить возможность практической реализации предложенного способа изменения аэродинамических характеристик летательных аппаратов. В работах [12, 13] для создания в аэродинамической трубе присоевовой области высокой температуры использовался продольный электрический разряд. Отмечено существенное изменение характера течения около сферы и затупленного конуса, связанное с отходом головного скачка уплотнения. В [14, 15] проведены исследования структуры течения при осесимметричном обтекании конуса и затупленного по сфере цилиндра в условиях организации в набегающем потоке лазерного пробоя.



Фиг. 1. Схема течения

Результаты численных расчетов при импульсно-периодическом подводе энергии перед телом приведены в [16]. Экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленного тела с иглой при наличии электрического разряда в его головной части твердо установило факт существенного снижения сопротивления до 30%, которое было подтверждено теоретическими расчетами, выполненными для условий проведения экспериментов [17].

Ниже приводятся результаты расчетов сверхзвукового обтекания острых конусов потоком газа с несимметричным расположением относительно оси конуса изолированной области энерговыведения. Определены аэродинамические характеристики конусов в зависимости от месторасположения источника и других определяющих параметров.

1. Постановка задачи, Численный метод и алгоритм решения. Пусть в сверхзвуковом потоке расположен тонкий конус под небольшим углом атаки. Параметры потока таковы, что обтекание происходит с образованием присоединенной к острию конуса конической головной ударной волны. Будем рассматривать случаи, когда за ударной волной течение остается сверхзвуковым. Если в некоторой области в окрестности конуса организовать подвод энергии к набегающему потоку, то аэродинамические характеристики и характер обтекания конуса изменятся. Возникнет возможность целенаправленного управления аэродинамическими характеристиками. На фиг. 1 представлена схема течения. Система уравнений Эйлера, описывающая стационарные трехмерные течения невязкого нетеплопроводного газа с подводом энергии, может быть записана в консервативной форме в цилиндрической системе координат (x, r, φ) следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial x} r \begin{pmatrix} (e+p)u \\ \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ \rho uw \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial r} r \begin{pmatrix} (e+p)v \\ \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ \rho vw \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial \varphi} \begin{pmatrix} (e+p)w \\ \rho w \\ \rho vw \\ p + \rho w^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r\rho Q \\ 0 \\ 0 \\ p + \rho w^2 \\ p + \rho vw \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho}{2}(u^2 + v^2)$$

Здесь x, r, φ — цилиндрические координаты, p — давление, ρ — плотность, u, v, w — компоненты скорости вдоль направлений x, r, φ соответственно, e — полная энергия единицы объема газа, Q — плотность подвода энергии. Все переменные представлены в безразмерном виде. Плотность и давление отнесены к параметрам набегающего потока p_∞, ρ_∞ соответственно, скорость — к $\sqrt{\gamma p_\infty / \rho_\infty} M_\infty = U_\infty$, координаты — к линейному размеру задачи L , плотность подвода энергии — к $(p_\infty / \rho_\infty)^{3/2} (1/L)$. В каче-

стве линейного размера в данной задаче принят эффективный радиус области энерговыделения.

Если возмущенное течение остается сверхзвуковым в направлении координаты x во всей расчетной области, то система (1.1) является гиперболической и возможно применение маршевого метода расчета. Для численного расчета использовался стационарный аналог явной монотонной конечно-разностной схемы Годунова второго порядка точности по координатам r , φ и первого – по координате x [18]. Для повышения точности аппроксимации производных в направлениях r и φ использовались кусочно-параболические распределения параметров по ячейкам разностной сетки, удовлетворяющие условиям монотонности. Все поверхности разрывов (скачки уплотнения, контактные поверхности) рассчитывались насквозь. Во входной плоскости и на удаленных границах задавались параметры невозмущенного набегающего потока (эти поверхности задавались таким образом, чтобы все возмущения находились внутри области). На поверхности твердого тела ставилось условие непротекания $V_n = 0$, где V_n – нормальная к поверхности составляющая скорости. Число узлов в радиальном направлении – 40, в окружном – 36. Шаг в маршевом направлении выбирался из условия устойчивости и не превышал 0,01, что обеспечивало необходимую точность расчетов.

Плотность подвода энергии задавалась гауссовским распределением

$$Q = Q_0 \exp(-(x - x_q)^2 - (y - y_q)^2 - (z - z_q)^2)$$

Здесь y, z – декартовы координаты в плоскости $x = x_q, y_q, z_q$ – координаты центра источника в этой же плоскости. Во всех расчетах выбиралось $y_q = 0$, т.е. течение было симметричным относительно плоскости $\varphi = \pi/2$. Соответственно расчет проводился в полупространстве $-\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2$.

Ниже приведены примеры результатов расчетов при следующих значениях параметров: $\gamma = 1,4$, $M_\infty = 3$, угол полураствора конуса $\varphi_c = 15^\circ$, вершина конуса находилась в начале координат, длина конуса вдоль оси x была равна 10, безразмерная плотность подвода энергии $Q_0 = 20$, угол атаки α изменялся от 0 до 10° .

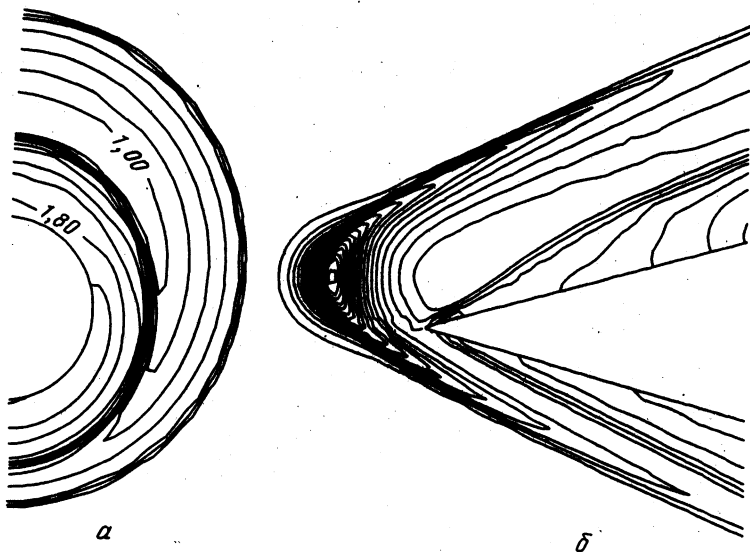
2. Исследование различных режимов обтекания конуса в зависимости от расположения источника энерговыделения. На фиг. 2, 3 представлены результаты расчета обтекания конуса под нулевым углом атаки при наличии в потоке источника энергии, центр которого расположен в точке $x_q = -3, z_q = 1,5$.

В этом случае набегающий на конус поток существенно несимметричен относительно оси конуса, что приводит к формированию неодинакового по толщине ударного слоя вокруг конуса. Форма головной ударной волны оказывается искривленной. Интенсивность скачка меняется вдоль обвода конуса, однако остается меньшей, чем при обтекании без подвода энергии, поскольку при данном расположении источника конус целиком находится в зоне пониженного давления и плотности. Давление на нижней стороне конуса выше давления на верхней стороне, что позволяет получить подъемную силу, а общее снижение давления на поверхности конуса дает выигрыш в сопротивлении.

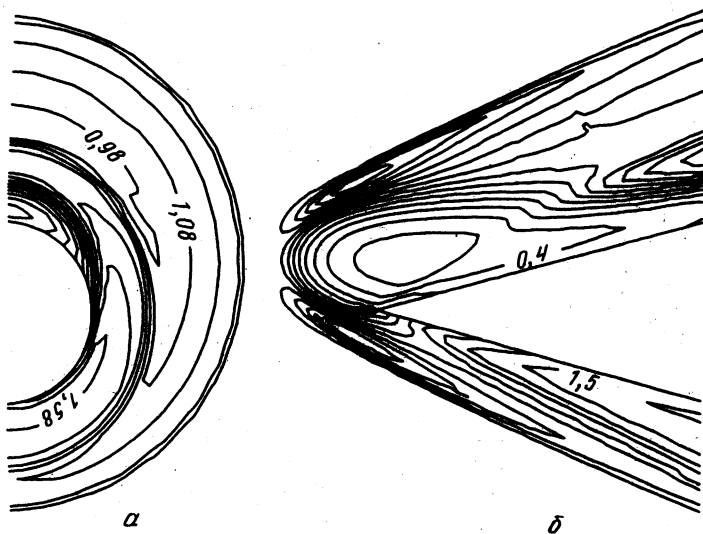
С увеличением координаты x происходит выравнивание давления по обводу конуса, тогда как распределения температуры и плотности остаются существенно неравномерными. Вблизи поверхности конуса образуется слой разреженного и горячего газа, который по мере увеличения координаты x сосредоточивается на верхней стороне конуса. Такое распределение параметров связано с экранирующим воздействием поверхности конуса на поток горячего газа от источника.

На фиг. 4, 5 представлены результаты расчета обтекания конуса под углом атаки, равным 6° , при наличии в потоке источника энерговыделения с центром в точке $x_q = -1,0, z_q = -2,5$.

В этом случае возмущения от источника практически не попадают на подветренную сторону конуса, а целиком сосредоточены с наветренной стороны. С наветренной стороны конуса образуются два скачка уплотнения: один скачок от источника,



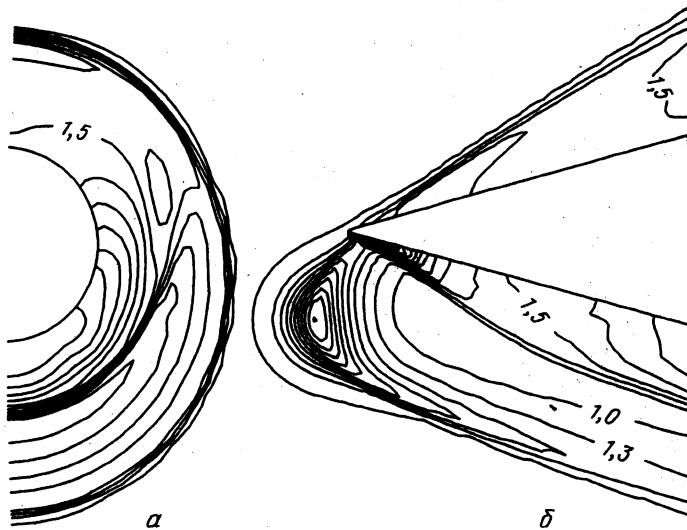
Фиг. 2. Изолинии давления при $x_q = -3$, $z_q = 1,5$, $\alpha = 0^\circ$, а – плоскость $x = 10$, б – плоскость $\varphi = \pi/2$



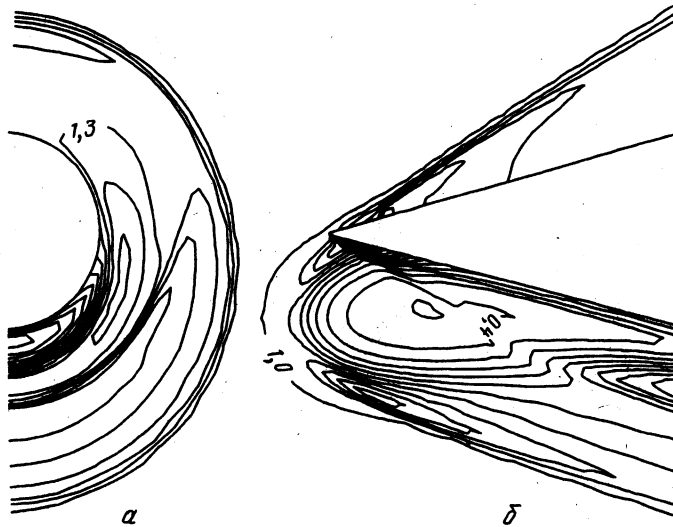
Фиг. 3. Изолинии плотности при $x_q = -3$, $z_q = 1,5$, $\alpha = 0^\circ$, а – плоскость $x = 10$, б – плоскость $\varphi = \pi/2$

другой – присоединенный к конусу, причем вблизи вершины конуса этот скачок оказывается очень сильным, поскольку вершина конуса попадает в область повышенного давления. При движении вдоль обвода эти скачки сближаются и при некотором значении угла φ сливаются. С ростом координаты x точка слияния скачков смещается вниз. Слой горячего разреженного газа целиком сосредоточен на наветренной стороне конуса, причем толщина этого слоя уменьшается с ростом координаты x .

За счет значительной области пониженного давления на нижней стороне конуса происходит снижение волнового сопротивления, однако при этом снижается и подь-



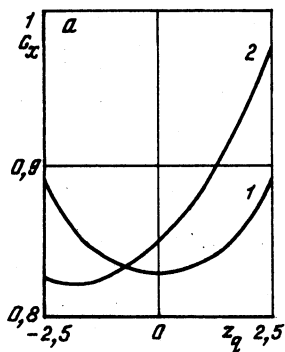
Фиг. 4. Изолинии давления при $x_q = -1, z_q = -2,5, \alpha = 6^\circ$, а – плоскость $x = 10$, б – плоскость $\varphi = \pi/2$



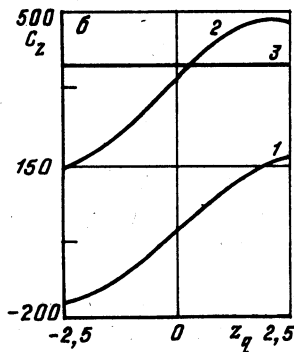
Фиг. 5. Изолинии давления при $x_q = -1, z_q = -2,5, \alpha = 6^\circ$, а – плоскость $x = 10$, б – плоскость $\varphi = \pi/2$

емная сила. Для данного режима обтекания волновое сопротивление составляет 86, а подъемная сила 32% от соответствующих значений, полученных для такого же конуса без подвода энергии.

3. Влияние энергоподвода на аэродинамические характеристики конуса. Исследовалось изменение волнового сопротивления и подъемной силы конуса в результате изменения структуры набегающего потока. Под волновым сопротивлением C'_x понимается проекция силы, действующей на конус со стороны газа, на направление набегающего потока. На фигурах представлены значения величины относительного снижения сопротивления $c_x = C'_x / C_{x0}$, где C_{x0} – волновое сопротивление такого же ко-



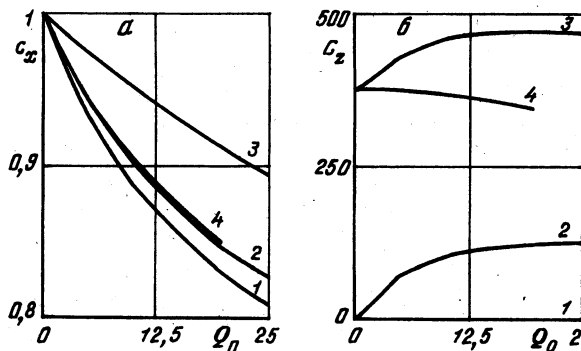
Фиг. 6



Фиг. 7

Фиг. 6. Зависимость относительного волнового сопротивления c_x (а) и подъемной силы C_z (б) от координаты z_q центра источника при $x_q = -3$. Кривая 1 соответствует $\alpha = 0^\circ$, кривая 2 — $\alpha = 6^\circ$, прямая 3 соответствует значению подъемной силы для конуса, расположенного под углом атаки 6° , в однородном набегающем потоке (без подвода энергии)

Фиг. 7. Зависимость относительного коэффициента c_x конуса от угла атаки α . Кривые 1–3 соответствуют различным значениям координаты z_q центра источника при $x_q = -3$: кривая 1 — $z_q = 0$, 2 — $z_q = -1,5$, 3 — $z_q = 1,5$



Фиг. 8. Зависимость относительного коэффициента c_x (а) и коэффициента C_z (б) конуса от величины энергоподвода Q_0 . Кривые 1–4 соответствуют различным значениям координаты z_q центра источника при $x_q = -3$ и различным углам атаки: кривая 1 — $z_q = 0$, $\alpha = 0^\circ$, 2 — $z_q = 1,5$, $\alpha = 0^\circ$, 3 — $z_q = 1,5$, $\alpha = 6^\circ$, 4 — $z_q = 0$, $\alpha = 6^\circ$

нуса в потоке без энергоподвода. В качестве подъемной силы C_z рассматривается абсолютное значение соответствующей проекции.

На фиг. 6,а представлена зависимость относительного сопротивления c_x от координаты z_q центра источника при постоянном значении $x_q = -3$. Кривая 1 симметрична относительно начала координат и имеет минимум при $z_q = 0$, поскольку при таком расположении источника энергии весь нагретый воздух попадает на поверхность конуса, тогда как при смещении источника вдоль оси z на поверхность конуса начинают проникать более холодные слои воздуха из окружающего пространства. Кривая 2 имеет минимум при $z_q = -2$. Максимальное снижение сопротивления достигается при максимальной величине обдуваемой горячим газом поверхности конуса, поэтому положение точки минимума на кривой 2 зависит от угла атаки. На фиг. 6,б представлены соответствующие графики для подъемной силы C_z . Кривые 1 и 2 подобны, а дополнительная подъемная сила в обоих случаях возникает при расположении

z_q	α°	Угол конуса φ_c , град.				
		5	7,5	10	12,5	15
0	6	0,859	0,845	0,840	0,842	0,849
1,5	0	0,857	0,846	0,842	0,840	0,845
1,5	6	0,907	0,905	0,904	0,906	0,910

источника выше оси конуса. При обтекании конуса под углом атаки подъемная сила достигает максимума при $z_q = 2$.

На фиг. 7 представлена зависимость относительного коэффициента c_x конуса от угла атаки α . В случае, когда источник энергии расположен ниже оси конуса, с увеличением угла атаки происходит снижение волнового сопротивления, а в случаях, когда источник расположен на оси или выше, с ростом угла атаки волновое сопротивление растет. Этот эффект можно объяснить изменением количества нагретого воздуха, попадающего на поверхность конуса: в первом случае это количество увеличивается, а во втором, наоборот, — уменьшается.

Дополнительная подъемная сила возникает, только когда источник энергии расположен выше оси конуса. В остальных случаях значение величины подъемной силы ниже, чем соответствующее значения при обтекании конуса без подвода энергии.

В таблице приведены значения относительного коэффициента c_x конуса для разных углов конуса φ_c . Значения коэффициента сопротивления в первых двух строках таблицы близки, хотя геометрические характеристики набегающего потока (угол атаки и положение источника энергии) разные. Этот факт объясняется тем, что количество нагретого воздуха, попадающего на поверхность конуса, в этих случаях примерно одинаковое. При $z_q = 1,5$, $\alpha = 6^\circ$ слой нагретого воздуха сносится потоком, практически не попадая на поверхность конуса. Поэтому волновое сопротивление снижается незначительно (на $\sim 10\%$). Отметим, что при заданных положении источника и угле атаки существует такой угол конуса, при котором снижение сопротивления максимально. В приведенных примерах этот угол равен $10-12,5^\circ$.

На фиг. 8 представлены зависимости относительного коэффициента c_x и коэффициента C_z конуса от величины энергоподвода Q_0 . При увеличении мощности энергоподвода во всех рассмотренных случаях происходит снижение волнового сопротивления. Подъемная сила снижается с ростом энергоподвода в случае, когда источник расположен на оси, а конус обтекается под углом атаки. В случае, когда источник энергии расположен выше оси конуса, происходит стабилизация роста подъемной силы с увеличением мощности энергоподвода независимо от угла атаки.

Закключение. Под влиянием неоднородности набегающего потока происходит изменение формы и интенсивности головной ударной волны, толщины ударного слоя. В случае несимметричного расположения источника относительно оси конуса имеет место существенная неравномерность в распределении параметров вдоль обвода конуса даже для нулевого угла атаки.

Вследствие значительных потерь полного давления в следе за источником энерговыделения происходит снижение волнового сопротивления конуса, величина которого зависит от расположения источника, угла атаки, мощности энергоподвода. Наибольшее снижение волнового сопротивления (на 17%) для конусов под нулевым углом атаки имеет место, когда центр источника находится на оси конуса. Для конусов под ненулевым углом атаки наибольшее снижение сопротивления достигается при расположении источника энергии с наветренной стороны ниже оси конуса.

При расположении источника энергии выше оси конуса может возникать дополнительная подъемная сила вследствие снижения давления на подветренной стороне. Рост подъемной силы может достигать 30% . В случае, когда источник энергии расположен на оси конуса или ниже, происходит значительное снижение подъемной силы (до 70%).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-15-96053).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Сверхзвуковое обтекание тела при подводе тепла перед ним // Тр. Мат. ин-та СССР. 1989. Т. 186. С. 197–202.
2. Течения газа с подводом тепла вблизи внешней поверхности тела // Обзоры БНТИ ЦАГИ. 1971. № 347. 312 с.
3. Фоллэ М.И. Влияние малого теплоподвода у кормовой поверхности тонкого осесимметричного тела на его аэродинамические характеристики // Неравновесные течения газа с физико-химическими превращениями. М.: Изд-во МГУ, 1985. С. 68–77.
4. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Сверхзвуковое обтекание тел при наличии внешних источников тепловыделения // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 8. С. 684–687.
5. Georgievsky P.Yu., Levin V.A. Modification of regime of the flow over a sphere by means of local energy supply upstream // Methods Aerophys. Res. Novosibirsk: ICMAR, 1996. Pt 3. P. 67–73.
6. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Изменение режима обтекания сферы за счет локального энергетического воздействия на набегающий поток // Проблемы механики сплошной среды. Владивосток: ДВО РАН, 1996. С. 86–95.
7. Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В., Орлова Т.И., Смирнов В.А., Хазинс В.М. Изменение режима сверхзвукового обтекания препятствия при возникновении перед ним тонкого разреженного канала // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 5. С. 146–151.
8. Борзов В.Ю., Рыбка И.В., Юрьев А.С. Влияние локального энергоподвода в гиперзвуковой поток на лобовое сопротивление тел с различным затуплением // Инж.-физ. журн. 1994. Т. 67. № 5–6. С. 355–361.
9. Левин В.А., Терентьева Л.В. Сверхзвуковое обтекание конуса при теплоподводе в окрестности его вершины // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 2. С. 110–114.
10. Арафайлов С.И. Влияние энерговыделения в ударном слое на сверхзвуковой полет тел // Изв. РАН. МЖГ. 1987. № 4. С. 178–182.
11. Коротаева Т.А., Фомин В.М., Шашкин А.П. Численное исследование воздействия локального энергоисточника на пространственное сверхзвуковое обтекание заостренных тел: Препринт № 1–96. Новосибирск, ИТПМ СО РАН, 1996. С. 1–36.
12. Витковский В.В., Грачев Л.П., Грищов Н.И., Кузнецов Ю.Е., Лебеденко В.В., Скворцов В.В., Ходатаев К.В., Янков В.П. Исследование нестационарного обтекания тел сверхзвуковым потоком воздуха, подогретым продольным электрическим разрядом // Теплофизика высоких температур. 1990. Т. 28. Вып. 6. С. 1156–1163.
13. Мишин Г.И., Климов А.И., Гридин А.Ю. Продольный электрический разряд в сверхзвуковом потоке газа // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 15. С. 86–92.
14. Борзов В.Ю., Михайлов В.М., Савищенко Н.П., Юрьев А.С. Экспериментальное исследование обтекания тел вращения при энергоподводе в набегающий поток // Методы исследования аэротермодинамических характеристик гиперзвуковых летательных аппаратов. М.: ЦАГИ, 1992. С. 27–28.
15. Tretyakov P.K., Garanin A.F., Kraynev V.L., Tupikin A.V., Jakovlev V.I. Investigation of local laser energy release influence on supersonic flow // Proc. 8th Intern. Conf. Methods Aerophys. Res. Novosibirsk: ICMAR, 1996. Pt 1. P. 200–204.
16. Гувернюк С.В., Самойлов А.Б. Об управлении сверхзвуковым обтеканием тел с помощью пульсирующего теплового источника // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. № 9. С. 1–8.
17. Гридин А.Ю., Ефимов Б.Г., Забродин А.В. и др. Расчетно-экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленного тела с иглой при наличии электрического разряда в его головной части: Препринт № 19. М.: Ин-т прикл. математики им. М.В. Келдыша РАН, 1995. 31 с.
18. Иванов М.Я., Нигматуллин Р.З. Неявная схема С.К. Годунова повышенной точности для численного интегрирования уравнений Эйлера // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1987. Т. 27. № 11. С. 1725–1735.