

УДК 533.6.011.5:536.42

© 2003 г. П. Ю. ГЕОРГИЕВСКИЙ, В. А. ЛЕВИН

УПРАВЛЕНИЕ ОБТЕКАНИЕМ РАЗЛИЧНЫХ ТЕЛ С ПОМОЩЬЮ ЛОКАЛИЗОВАННОГО ПОДВОДА ЭНЕРГИИ В СВЕРХЗВУКОВОЙ НАБЕГАЮЩИЙ ПОТОК

Теоретически изучается возможность управления сверхзвуковым обтеканием тел различной формы с помощью подвода небольшого количества энергии в набегающий поток. В численных расчетах использована модель пространственно распределенного "энергоисточника", построенная на основе уравнений Эйлера для совершенного газа. Исследованы газодинамические особенности обтекания энергоисточников, обнаружены новые эффекты и предложены аналитические модели для их описания. Показано, что за счет оптимизации параметров энергоисточников возможно инициирование нерегулярных режимов обтекания тел, которые характеризуются радикальным изменением головной ударно-волновой структуры с образованием зон возвратного течения. В этом случае достигается значительное снижение сопротивления при высокой эффективности расходования энергии.

Ключевые слова: сверхзвуковое обтекание, энергоподвод, ударно-волновые структуры, аэродинамические характеристики.

Одним из новых способов улучшения аэродинамических характеристик перспективных летательных аппаратов является управляемое воздействие на набегающий газовый поток, которое может быть осуществлено с помощью локализованного в объеме подвода энергии. Практическая возможность дистанционного подвода энергии к сверхзвуковому потоку подтверждена в экспериментальных работах различных авторов [1]. Поглощение потоком энергии происходит при взаимодействии электромагнитного поля с плазмой газового разряда. По мнению значительной части специалистов, основные газодинамические эффекты, характерные для обтекания энергоисточников и тел, вызываются увеличением температуры газа в разряде [1]. В теоретических работах для выявления этих эффектов используются простые математические модели, не учитывающие истинных механизмов подвода энергии.

В [2–5] отмечена возможность значительного снижения аэродинамического сопротивления затупленных тел при локализованном подводе энергии в набегающий поток. В [4, 5] для таких тел обнаружен эффект радикальной перестройки головной ударно-волновой структуры при подводе энергии в сравнительно небольшой области пространства – эффект "нерегулярного обтекания". В [6, 7] для энергоисточников умеренной мощности (при сохранении сверхзвуковой скорости во всем поле течения) проведены расчеты пространственного обтекания заостренных тел, определены силовые и моментные характеристики, отмечено частичное исчезновение присоединенных скачков уплотнения. В [8, 9] численное моделирование проведено для условий реальных экспериментов: при организации электрического разряда на теле сложной формы с вмонтированными электродами [8] и при выдуве плазменной струи навстречу потоку [9]. В [10] для описания энергоисточника использовано приближение плоского разрыва, что позволило автору применить развитую теорию спутных потоков и построить аналитическую модель явления. В [11] представлены результаты исследований влияния энергоисточника на обтекание сферических затуплений по модели Навье–Стокса для реального воздуха. Показано, что значительное снижение волнового сопротивления и

сопротивления трения может быть достигнуто при сохранении на прежнем уровне тепловых потоков и подтвержден наблюдавшийся ранее в невязких расчетах эффект "нерегулярного обтекания". В [12, 13] исследованы импульсно-периодические режимы работы энергоисточников, которые типичны для экспериментальных установок. Обнаружен квазистационарный режим, когда результирующее течение определяется лишь суммарной энергией импульса, а не его формой или длительностью, что доказывает возможность замены стационарного энергоисточника "эквивалентным" ему импульсным. В [14] рассмотрено обтекание заостренного тела специальной формы при нестационарном подводе энергии.

В настоящей работе теоретически изучаются газодинамические эффекты, определяющие воздействие мощных стационарных энергоисточников на сверхзвуковой газовый поток и различные тела, помещенные в этот поток. Исследуется возможность улучшения аэродинамических характеристик тел и анализируется эффективность расходования энергии. Предлагаются способы совершенствования параметров энергоисточников для управления обтеканием тел с помощью подвода небольших порций энергии. В основном приводятся новые результаты, а старым, полученным авторами ранее, дается новое толкование.

1. Постановка задачи. Нестационарные движения невязкого совершенного газа с осевой симметрией при подводе энергии извне описываются системой уравнений Эйлера

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial r} \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho u v \\ (e + p)u \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho u v \\ p + \rho v^2 \\ (e + p)v \end{pmatrix} = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} -\rho u \\ -\rho u^2 \\ -\rho u v \\ -(e + p)u \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \rho \dot{Q} \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho}{2}(u^2 + v^2) \quad (1.2)$$

Здесь p – давление, ρ – плотность, u, v – компоненты скорости в радиальном направлении и вдоль оси симметрии, e – полная энергия единицы объема. Энергия \dot{Q} , подводимая извне к единице массы газа в единицу времени предполагается заранее определенной функцией координат – модель "энергоисточника". Рассматриваются энергоисточники с гауссовским распределением плотности подвода энергии по пространству

$$\dot{Q}(r, z) = Q_0 \exp\left(-\left(\frac{r}{\Delta r}\right)^2 - \left(\frac{z - z_0}{\Delta z}\right)^2\right) \quad (1.3)$$

Постановка задачи приведена к безразмерному виду, где в качестве базовых единиц использованы параметры невозмущенного потока p_∞, ρ_∞ и характерный масштаб длины l , выбор которого может определяться размерами энергоисточника, обтекаемого тела или просто принятыми физическими единицами измерения. Множители для перехода от безразмерных значений параметров к размерным (с горизонтальной чертой вверху) построены на основе комбинаций базовых единиц. Множитель для давления – p_∞ , для плотности – ρ_∞ , для скоростей – $\sqrt{p_\infty/\rho_\infty}$, для линейных размеров – l , для времени – $l/\sqrt{p_\infty/\rho_\infty}$. Для интенсивности энергоисточника получаем соотношение

$$\bar{Q}_0 = Q_0(p_\infty/\rho_\infty)^{3/2}/l \quad (1.4)$$

При таком способе введения безразмерных переменных в уравнениях (1.1) – (1.3) появляются дополнительные коэффициенты. Поэтому постановка задачи и все последующие полученные соотношения справедливы как для размерных, так и для безразмерных единиц. Пропорциональное изменение геометрических размеров энергоисточников и их интенсивностей Q_0 при сохранении равенства $Q_0 \Delta r = \text{const}$ (или $\bar{Q}_0 \Delta \bar{r} = \text{const}$, что то же самое в силу (1.4)) эквивалентно изменению линейного масштаба задачи l . При обтекании таких энергоисточников имеет место подобие.

Расчетная область ограничена входным $z = z_1$ и выходным $z = z_2$ сечениями, осью симметрии, поверхностью тела $r = r_1(z)$ и удаленной верхней границей $r = r_2(z)$. На входной $z = z_1$ и верхней $r = r_2(z)$ границах поток предполагался невозмущенным ($p = 1$, $\rho = 1$, $u = 0$, $v = \sqrt{\gamma} M_\infty$), на выходной границе $z = z_2$ обеспечивалось отсутствие отражения возмущений, а на поверхности тела $r = r_1(z)$ – выполнение условия непротекания.

Использовалась явная схема Мак-Кормака второго порядка точности по координатам и времени без выделения газодинамических разрывов. Для определения стационарных решений применялся метод установления по физическому времени. На первом этапе определялось решение при отсутствии подвода энергии. Далее в момент времени $t = 0$ включался энергоисточник, и наблюдался процесс изменения системы к новому стационарному состоянию. Во всех расчетах, если это не оговорено дополнительно, параметры набегающего потока: $M_\infty = 2$, $\gamma = 1.4$ (полное давление $p_0^* = 7.8$).

Полная мощность W , поглощаемая потоком, в соответствии с (1.1) определяется не только заранее заданным распределением плотности подвода энергии \dot{Q} , но и распределением плотности, которое вычисляется в процессе решения задачи и зависит от времени

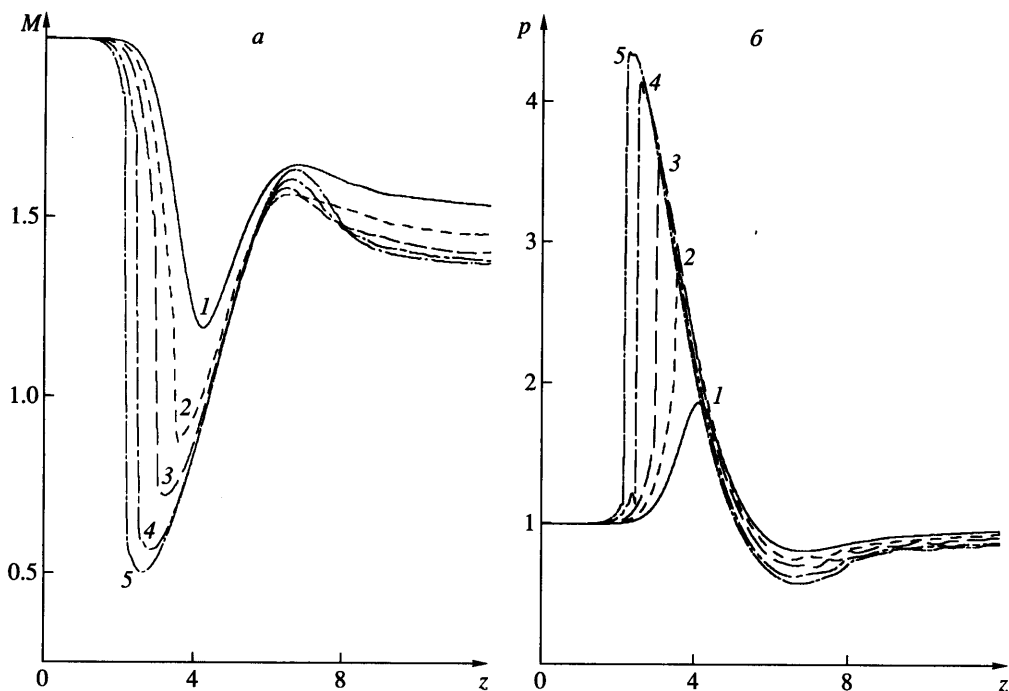
$$W(t) = \left(\int_V \rho \dot{Q} dV \right), \quad \bar{W}(t) = W(t) p_\infty l^2 \sqrt{\frac{p_\infty}{\rho_\infty}} \quad (1.5)$$

Определим эффективность расходования энергии для снижения волнового сопротивления тела с площадью миделевого сечения S как отношение сэкономленной мощности к затраченной

$$k = \frac{\Delta \bar{F} v_\infty}{\bar{W}} = \frac{\gamma^{3/2} M_\infty^3 S \Delta c_x}{2W} \quad (1.6)$$

2. Особенности обтекания энергоисточников и эффект "насыщения потока энергией".

При стационарном обтекании энергоисточников формируется бесконечный высокотемпературный след с пониженной плотностью, полным давлением, числами Маха и повышенной скоростью в продольном направлении. Статическое давление возрастает локально вблизи центра энергоисточника, а в удаленном следе равно давлению в набегающем потоке. Для энергоисточников умеренной мощности реализуется сверхзвуковой режим обтекания и появляется слабый висячий скачок уплотнения на периферии высокотемпературного следа. При превышении некоторого критического значения Q_0^* происходит "запирание" потока, которое в двумерном случае выражается в возникновении локальной дозвуковой зоны и головной ударной волны перед ней. Влияние энергоисточника на поток за пределами высокотемпературного следа связано лишь с возникновением ударных волн, которые быстро ослабевают при удалении от оси симметрии. В [2] для сферических энергоисточников упомянут эффект "насыщения потока энергией", который заключается в невозможности "улучшить" важные



Фиг. 1. Эффект "насыщения потока энергией". Распределение чисел Маха (а) и статического давления (б) на оси симметрии течения для сферических энергоисточников различной интенсивности (нумерация кривых – табл. 1)

для аэродинамики тел параметры следа (числа Маха и полное давление) за счет формирования интенсивности. Первоначально эффект объяснялся ослаблением эффективности поглощения потоком энергии вследствие уменьшения плотности согласно (1.5), с чем и было связано его название.

В настоящей работе представлены результаты дополнительных исследований для сферических энергоисточников различной интенсивности Q_0 при $\Delta r = 1$, $z_0 = 4$. Распределения числа Маха вдоль оси симметрии (фиг.1а) отражают особенности течения: возникновение головной ударной волны и локальной дозвуковой зоны. При увеличении Q_0 след остается сверхзвуковым, снижение чисел Маха и полного давления достигает насыщения (табл.1). Предположение [2] о снижении потребляемой мощности подтвердилось лишь отчасти. Расчеты показали, что при увеличении Q_0 величина W также возрастает, хотя и не прямо пропорционально Q_0 (табл.1). В связи с этим кажется странной невозможность формировать дозвуковой след. Действительно, чем больше потребляемая мощность W , тем выше температура следа (табл.1), а значит, и скорость звука. Анализ распределений статического давления (фиг.1б) показывает, что вблизи центра энергоисточника наблюдается "запирающий" пик, пропорциональный Q_0 . Повышенное давление в центре приводит к увеличению продольной скорости газа (табл.1), так что числа Маха практически не изменяются. Таким образом, правильнее говорить не об эффекте насыщения "энергией", а о насыщении некоторых параметров потока, вызванном его "запиранием" на сверхкритических режимах. Для оптимального расходования энергии интенсивность энергоисточника не должна превышать критического значения Q_0^* .

Таблица 1

№	Q_0	W	Параметры следа при $z = 16, r = 0$				
			M	p^*	ρ	T/T_∞	v
1	5	27.8	1.52	3.71	0.48	2.04	2.56
2	10	54.2	1.42	3.18	0.32	3.06	2.94
3	20	96.3	1.39	2.94	0.19	4.86	3.62
4	50	174	1.36	2.73	0.10	9.07	4.84
5	100	250	1.34	2.62	0.06	14.5	6.04

Определим критические режимы, исходя из условия, что число Маха обращается в единицу лишь в малой области течения, в идеальном случае – лишь в одной "критической" точке. Проведена серия расчетов обтекания энергоисточников для различных чисел Маха набегающего потока с целью поиска таких режимов. Оказалось, что для различных M_∞ критическая точка одна и та же – центр энергоисточника $z = z_0$ (фиг.2а). Общей особенностью течений является слабое растекание потока "выше" этой точки при $z \leq z_0$. Плотность при $z \leq z_0$ возрастает очень незначительно, и кривые для различных чисел Маха практически совпадают (фиг. 2б). Данные наблюдения дали основание использовать модель одномерных течений с подводом энергии для приближенного описания течения выше центра энергоисточника при $z \leq z_0$. Критическое значение Q_0^* определится из условия запираания одномерного потока в точке $z = z_0^1$.

Система уравнений (1.1) для одномерных движений примет вид:

$$\frac{\partial \rho v}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial (p + \rho v^2)}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial (e + p)v}{\partial z} = \rho \dot{Q} \quad (2.1)$$

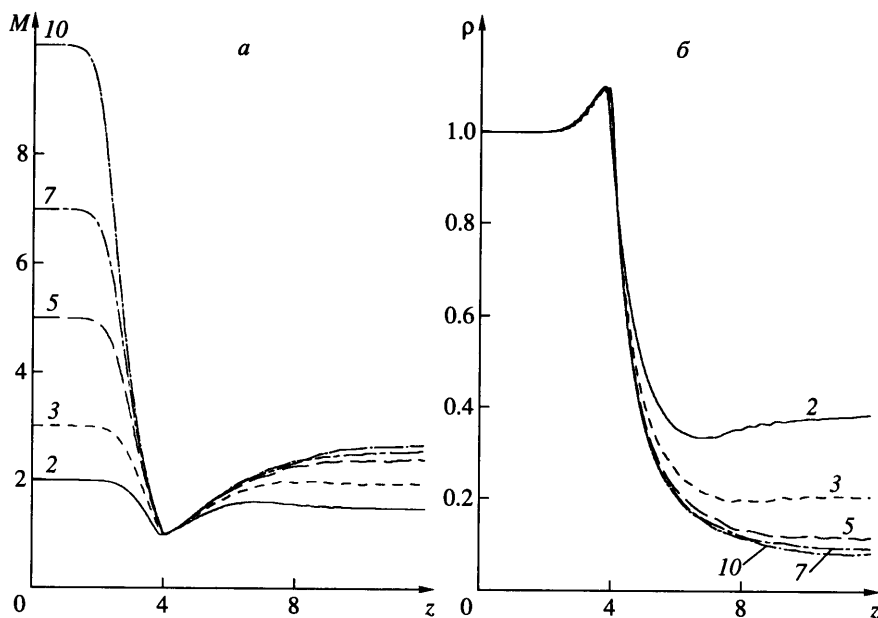
Если в последнем уравнении положить в правой части $\rho = \rho_\infty$, то система (2.1) интегрируется и сводится к известным алгебраическим соотношениям на скачке с тепловыделением. Максимальное количество тепла q^* , которое может быть подведено к потоку, в этом случае определится из условия Чепмена-Жуге

$$q^* = \frac{\gamma^{3/2} M_\infty^3}{2(\gamma^2 - 1)} \left(1 - \frac{1}{M_\infty^2}\right)^2, \quad q(z) = \int_{-\infty}^z \dot{Q} d\zeta \quad (2.2)$$

Без упрощающих предположений система (2.1) сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению с разделяющимися переменными, решение которого приводит к кубическому уравнению относительно скорости. Условия существования решений такого уравнения могут быть найдены в аналитической форме

$$q^* = \frac{\gamma^{3/2} M_\infty^3}{(\gamma - 1)} \left(\frac{\gamma^3}{6(\gamma + 1)^2} \left(1 + \frac{1}{\gamma M_\infty^2}\right)^3 + \frac{\gamma + 1}{3} - \frac{\gamma}{2} \left(1 + \frac{1}{\gamma M_\infty^2}\right) \right) \quad (2.3)$$

¹ Эти результаты получены студенткой И.А.Войц в дипломной работе, выполненной в 2001 г. на кафедре гидромеханики механико-математического факультета МГУ.



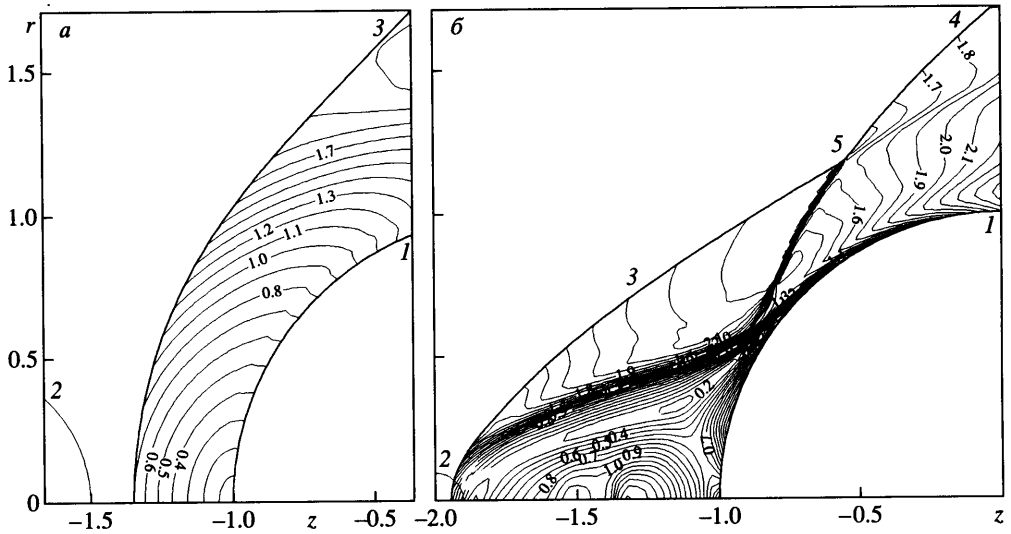
Фиг. 2. Особенности "критических" режимов. Распределение чисел Маха (а) и плотности (б) при различных числах Маха (нумерация кривых – M_∞)

Условие запирания одномерного потока в центре гауссовского энергоисточника $z = z_0$ имеет вид $q^* = Q_0^* \Delta z \sqrt{\pi}/2$, что вместе с соотношениями (2.2), (2.3) позволяет определить критическую интенсивность Q_0^* двумя различными способами. Результаты, представленные в табл. 2, показывают неплохое совпадение с численными экспериментами (особенно для больших чисел Маха), причем более грубая оценка (2.2) дает лучшее приближение, чем (2.3).

3. Обтекание затупленных тел. Обобщим результаты работы [5] по воздействию локализованного подвода энергии на обтекание потоком $M_\infty = 3$, $\gamma = 1.4$ сферы радиуса $R = 1$ для энергоисточников $Q_0 \Delta r = 20$. При таких параметрах течение остается сверхзвуковым, что позволяет рассчитывать ударный слой около сферы с явным выделением головного скачка уплотнения на фоне известного распределения поля течения для энергоисточника.

Таблица 2

M_∞	Q_0^*		
	(1.1)	(2.2)	(2.3)
2	7.2	4.38	3.93
3	27	20.8	18.2
5	130	112	97.2
7	362	320	277
10	1050	954	823

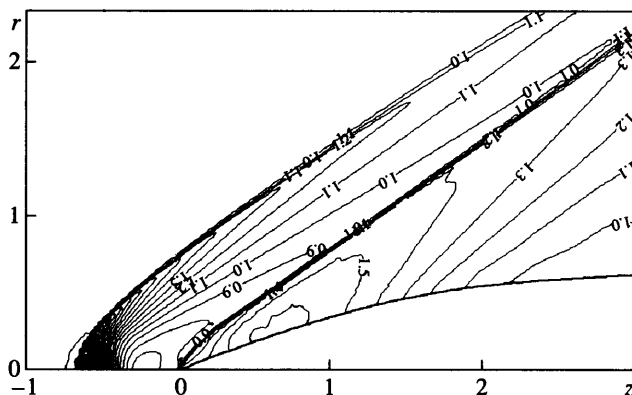


Фиг. 3. Изолинии чисел Маха при регулярном (а) и нерегулярном (б) обтекании сферы: 1 – поверхность сферы, 2 – положение энергоисточника, 3 – головная ударная волна, 4 – вторичный скачок уплотнения, 5 – тройная точка

На фиг. 3 приведены распределения чисел Маха. Для энергоисточников сравнительно большого размера ($\Delta r = 0.5$) значительная часть поверхности сферы расположена в температурном следе и реализуется регулярное квазиравномерное обтекание (фиг. 3а). За счет непосредственного уменьшения числа Маха набегающего потока увеличивается отход головной ударной волны, снижается статическое давление на поверхности и значительно уменьшается сопротивление, однако эффективность расходования энергии в этом случае порядка единицы (табл. 3). При уменьшении радиуса энергоисточника ($\Delta r = 0.1$) наблюдается переход к нерегулярному обтеканию (фиг. 1б). В этом случае температурный след занимает узкую область вблизи оси симметрии, но этого небольшого воздействия оказывается достаточно для формирования области переднего отрыва с возвратным течением, перестройки головной ударно-волновой структуры с образованием тройной точки пересечения скачков уплотнения.

Потребляемая мощность снижается пропорционально Δr^2 , а снижение сопротивления остается конечным, что предопределяет высокую эффективность расходования энергии k (табл.3). В зависимости от значения радиуса энергоисточника коэффициент эффективности изменяется в очень широких пределах ($k = 0.9-40$ в проведенных расчетах). Чем меньше радиус энергоисточника, тем выше эффективность расходования энергии, что объясняется переходом к режимам нерегулярного обтекания. Таким образом, обтеканием затупленных тел можно управлять с помощью подвода даже небольшого количества энергии в набегающий поток.

4. Регулярное обтекание заостренных тел. В [14] было проведено численное моделирование воздействия сферических энергоисточников на обтекание тела оживальной формы с очень низким волновым сопротивлением $c_x = 0.14$. В настоящей работе для оценки влияния степени совершенства аэродинамической формы на эффективность расходования энергии дополнительно исследованы заостренные тела с тем же миделевым сечением – комбинации конусов с различными углами полураствора θ и цилиндра.



Фиг. 4. Изолинии давления при регулярном обтекании тела оживальной формы $M_\infty = 2$, $Q_0 = 500$, $\Delta r = 0.1$, $z_0 = -0.5$

На фиг. 4 представлены изолинии давления для оживала [14] в типичном случае. Различаются скачки уплотнения: головной – перед энергоисточником и присоединенный – на острие тела. Вне зависимости от размеров энергоисточников для тел заостренной формы реализуется регулярное обтекание. Сколь бы велик ни был угол раствора конуса θ , присоединенный скачок лишь незначительно изменяется в области высокотемпературного следа и зоны возвратного течения не формируются. Чем меньше радиус энергоисточника, тем меньше распределение давления на поверхности тела отличается от невозмущенного, соответствующего обтеканию равномерным потоком. Соответственно при уменьшении радиуса исчезает и выигрывает в сопротивлении, что видно из табл. 3. Тем не менее, увеличивая размер энергоисточника и соответственно затрачивая все большую мощность W , можно добиться существенного снижения волнового сопротивления c_x (37% в проведенных расчетах). В отличие от случая обтекания сферы, коэффициент эффективности изменяется незначительно при варьировании радиуса энергоисточника в пределах $k = 0.1-0.2$ и во всех случаях значительно меньше единицы.

В табл. 4 сведены интегральные результаты по снижению сопротивления и эффективности расходования энергии для конусов с различным углом полураствора θ . В целом, чем "худшую" форму имеет тело (больше θ), тем больше абсолютное и относительное (выраженное в процентах) снижение сопротивления и выше эффективность. Однако во всех случаях коэффициент эффективности значительно меньше единицы. Таким образом, подвод энергии в малой сферической области не может оказать значительного влияния на обтекание сравнительно больших заостренных тел. Основной причиной низкой эффективности является невозможность создать зоны переднего отрывного течения.

5. Эффект непрерывного торможения потока при обтекании энергоисточников. В [13] при анализе обтекания энергоисточников различного удлинения обнаружен "эффект непрерывного торможения" потока. В настоящей работе исследование продолжены. Проведена серия расчетов для энергоисточников $Q_0 \Delta z = 50$, $\Delta r = 0.5$, $z_0 = 8$ при различном удлинении Δz . Анализ распределений чисел Маха и давления вдоль оси симметрии (фиг. 5) позволяет проследить основные особенности перехода от режима сверхкритического обтекания с локальной дозвуковой зоной к режиму непрерывного торможения потока при удлинении энергоисточника. Для сферического энергоисточника $\Delta z = 0.5$ характерно наличие скачка уплотнения и бесконечного сверхзвукового

Таблица 3

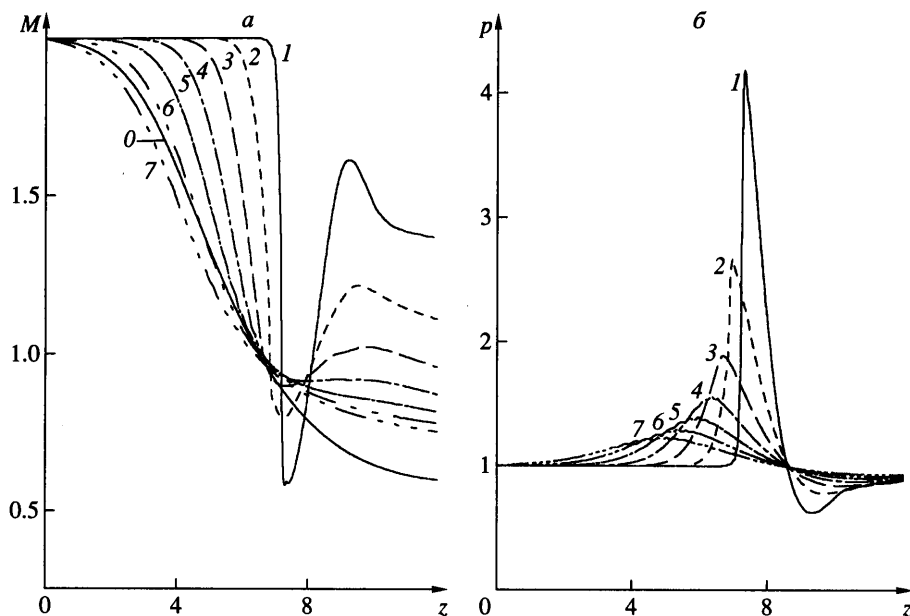
№	Δr	c_x	Δc_x	$\Delta c_x, \%$	W	k
Сфера: $M_\infty = 3, c_x^0 = 1, Q_0 \Delta r = 20$						
1	0.05	0.84	0.16	16	0.28	40.7
2	0.1	0.79	0.21	21	1.11	13.6
3	0.25	0.71	0.29	29	6.96	3.00
4	0.5	0.64	0.36	35	27.8	0.91
Оживало: $M_\infty = 2, c_x^0 = 0.14, Q_0 \Delta r = 20$						
1	0.05	0.134	0.006	4.28	0.240	0.202
2	0.1	0.122	0.018	12.85	0.926	0.151
3	0.2	0.087	0.053	37.85	3.850	0.111

Таблица 4

№	θ°	c_x^0	c_x	Δc_x	$\Delta c_x, \%$	k
Конусы $M_\infty = 2, Q_0 = 500, \Delta r = 0.1, W = 1.73$						
1	15	0.202	0.181	0.021	10.39	0.098
2	20	0.326	0.285	0.041	12.57	0.191
3	25	0.475	0.404	0.071	14.76	0.327
4	30	0.642	0.503	0.139	21.65	0.650

следа. При удлинении энергоисточника скачок постепенно исчезает, пик давления становится симметричным, смещается вверх по потоку и высота его уменьшается. Начиная с $\Delta z = 2$ число Маха монотонно убывает по координате z – осуществляется непрерывное торможение потока от сверхзвуковых скоростей до дозвуковых.

Таким образом, удлинение энергоисточника позволяет преодолеть ограничения эффекта "насыщения потока энергией" и получить дозвуковой след. Параметры следа в удаленной точке $z = 16$ сведены в табл.5. Несмотря на то, что потребляемая мощность W снижается с увеличением Δz , удлинение энергоисточника приводит к дополнительному снижению полного давления в следе более чем в 2 раза. Оказалось, что плотность и температура (с точностью до 10%) не зависят от длины энергоисточника и определяются значением параметра $Q_0 \Delta z$. Температура является важным фактором при использовании энергоисточников для организации и стимулирования процессов сверхзвукового горения. Для удлинённых энергоисточников достигается большая температура в следе при меньшей потребляемой мощности W : использование таких источников энергетически выгодно.



Фиг. 5. Эффект "непрерывного торможения потока". Распределение чисел Маха (а) и статического давления (б) на оси симметрии течения для энергоисточников различного удлинения (нумерация кривых – табл. 5)

При увеличении удлинения энергоисточника наблюдается устойчивая тенденция к выравниванию давления (фиг. 5б), что позволяет использовать для описания явления модель квазиодномерных изобарических течений²

$$p = 1, \quad v = \sqrt{\gamma} M_{\infty}, \quad \frac{1}{\rho} = \frac{T}{T_{\infty}} = \frac{M_{\infty}^2}{M^2} = 1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma^{3/2}} \frac{q}{M_{\infty}}, \quad q(z) = \int_{-\infty}^z \dot{Q} d\zeta \quad (5.1)$$

Соотношение (5.1) позволяет для гауссовского энергоисточника получить распределение газодинамических параметров вдоль оси симметрии и оценить параметры дальнего следа ($q = \sqrt{\pi} Q_0 \Delta z$). Соответствующие данные добавлены на фиг.5 и в табл.5 (индекс 0). Предложенная модель соответствует предельному переходу $\Delta z \rightarrow \infty$, ее точность возрастает при удлинении энергоисточника. Модель отражает эффект непрерывного торможения потока: чем больше q , тем ниже число Маха M . Эффект насыщения отсутствует – q может быть сколь угодно большим. Плотность и температура следа могут быть оценены с использованием (5.1) для любых энергоисточников $Q_0 \Delta z = \text{const}$ с точностью выше 10% (табл. 5).

Таким образом, для обеспечения оптимального режима подвода энергии необходимо осуществить непрерывное торможение потока и исключить его "запирание", которое выражается в появлении головной ударной волны. Чем больше интенсивность энергоисточника $Q_0 \Delta z$ при фиксированном поперечном размере Δr , тем большее уд-

² Эти результаты получены студенткой З.В.Коновковой в дипломной работе, выполненной в 2001 г. на кафедре гидромеханики механико-математического факультета МГУ.

Таблица 5

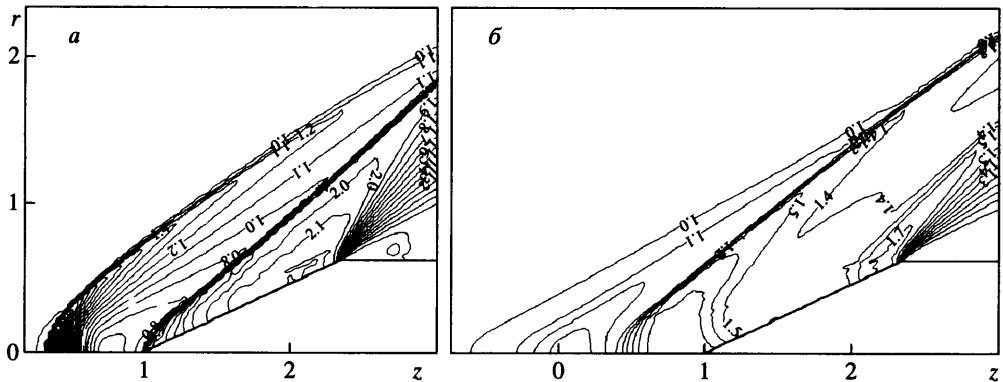
№	$\Delta r \times \Delta z$	W	Параметры следа при $z = 16, r = 0$			
			ρ/ρ_∞	M	T/T_∞	p^*/p_∞
1	0.5 × 0.5	43.4	0.104	1.32	9.20	2.73
2	0.5 × 1.0	34.7	0.102	1.05	9.43	1.93
3	0.5 × 1.5	30.4	0.098	0.89	9.82	1.62
4	0.5 × 2.0	28.3	0.095	0.81	10.14	1.48
5	0.5 × 2.5	27.1	0.092	0.76	10.39	1.41
6	0.5 × 3.0	26.3	0.091	0.73	10.58	1.36
7	0.5 × 3.5	25.8	0.089	0.71	10.72	1.34
0	0.5 × 3.5	–	0.086	0.58	11.70	1.26

линии Δz необходимо для обеспечения непрерывного торможения. Такое Δz всегда существует, так как в предельном случае при $\Delta z \rightarrow \infty$ справедлива модель (5.1). Тем самым ограничения, связанные с эффектом "насыщения потока энергией" снимаются.

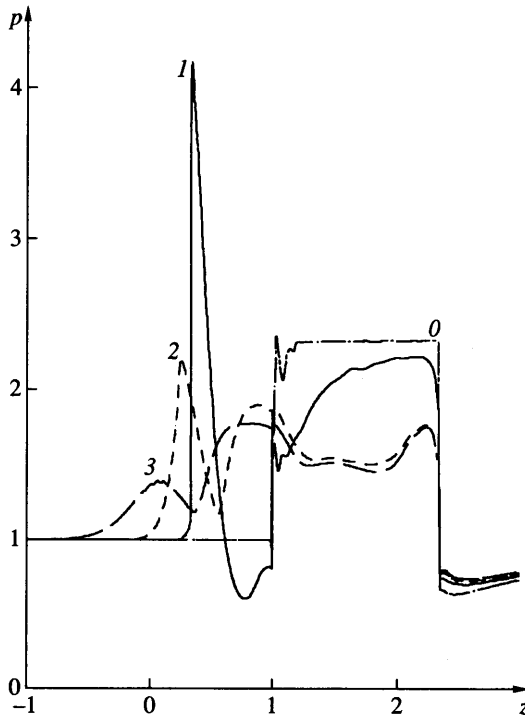
6. Нерегулярное обтекание заостренных тел. Эффект непрерывного торможения потока может быть использован для изменения режима обтекания заостренных тел. Проведены расчеты для "эквивалентных" энергоисточников $Q_0 \Delta z = 50$, $\Delta r = 0.1$ различного удлинения и конуса с углом полураствора 25° и $c_x^0 = 0.475$.

Наличие дозвукового следа на оси симметрии радикально изменяет головную ударно-волновую структуру (фиг. 6). При регулярном обтекании конуса (фиг. 6а) формируются отошедшая ударная волна перед сферическим энергоисточником $\Delta z = 0.1$, локальная дозвуковая зона непосредственно вблизи его центра, далее сверхзвуковой след в области которого незначительно изменяется форма присоединенного скачка перед конусом. На фиг. 6б параметры энергоисточника таковы ($\Delta z = 0.5$), что наблюдается непрерывное торможение потока до числа Маха $M = 0.8$, давление вблизи центра энергоисточника возрастает незначительно, на периферии зарождается слабый височный скачок уплотнения. В этом случае перед телом формируется зона возвратно-циркуляционного течения, присоединенный скачок на острие исчезает. Таким образом, оптимизация формы энергоисточника при сокращении потребляемой мощности W позволяет осуществить режим нерегулярного обтекания для заостренных тел.

На фиг. 7 представлено распределение давления на оси симметрии течения и далее вдоль поверхности конуса 25° для энергоисточников различного удлинения $\Delta r \times \Delta z$ в сравнении со свободным обтеканием без подвода энергии. Для сферического энергоисточника $\Delta z = 0.1$ реализуется регулярное обтекание и изменение давления на поверхности ограничено областью температурного следа. Имеются скачки уплотнения перед энергоисточником $z = 0.4$ и на острие конуса $z = 1$. При удлинении энергоисточника $\Delta z = 0.25$ и $\Delta z = 0.5$ осуществляется переход к нерегулярному обтеканию и наличие даже тонкого температурного следа приводит к изменению давления на всей лобовой поверхности конуса. Наблюдаются плавное безударное сжатие в энергоисточнике с незначительным повышением давления, непрерывный переход через острие и характерная полка, соответствующая возвратному течению при $1 < z < 2.4$. Можно отметить двукратное снижение избыточного давления $p - p_\infty$ на лобовой поверхности конуса по сравнению со свободным обтеканием.



Фиг. 6. Регулярное (а) и нерегулярное (б) обтекание конуса с полууглом $\theta = 25^\circ$ (изолинии давления)



Фиг. 7. Распределение давления на оси симметрии и вдоль поверхности конуса с полууглом $\theta = 25^\circ$ при нерегулярном обтекании: 0 – без подвода энергии, остальная нумерация – табл. 6

В табл. 6 обобщены интегральные результаты. Только за счет оптимизации формы энергоисточника при уменьшении потребляемой мощности W удается снизить сопротивление с 15% для регулярных режимов обтекания до 50% – для нерегулярных. Коэффициент эффективности увеличивается более чем в 5 раз и достигает значений, больших единицы.

Таблица 6

№	$\Delta r \times \Delta z$	c_x	Δc_x	$\Delta c_x, \%$	W	k
Конус 25° $c_x^0 = 0.475, M_\infty = 2, Q_0 \Delta z = 50$						
1	0.1 × 0.1	0.404	0.071	14.9	1.73	0.33
2	0.1 × 0.25	0.230	0.245	51.6	1.34	1.48
3	0.1 × 0.5	0.203	0.272	57.3	1.16	1.89

Заключение. Воздействие на набегающий сверхзвуковой поток с помощью локализованного подвода энергии позволяет существенно улучшить аэродинамические характеристики самых различных тел. Снижение сопротивления может достигаться как за счет непосредственного изменения параметров набегающего потока при регулярном обтекании, так и за счет перестройки головной ударно-волновой структуры, инициированной действием тонкого температурного следа при нерегулярном обтекании. В первом случае размеры энергоисточника должны быть сравнимы с размерами тела, что малоэффективно, а во втором возможно высокоэффективное использование сравнительно небольших энергоисточников для управления обтеканием тел. Для затупленных тел нерегулярные режимы инициируются простым уменьшением размеров энергоисточника. Для заостренных тел необходима оптимизация подвода энергии, целью которой является создание в набегающем на тело потоке дозвукового канала. Данная цель может быть достигнута удлинением энергоисточника при фиксированном поперечном размере и некотором снижении потребляемой мощности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 02-01-00109).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Proc. of the 3rd Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications / Ed. V.A. Bityurin. Moscow: IVTAN, 2001. 433 p.
2. 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.
3. Баженова Т.В., Ляхов В.Н., Панкова М.Б., Харитонов С.М. Численное моделирование влияния тепловой неоднородности в сверхзвуковом потоке на коэффициент сопротивления сферического тела // Численное моделирование нестационарных газодинамических и МГД течений. М.: Изд-во ИВТ АН, 1989. С. 53–64.
4. 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.
5. Georgievsky P.Yu., Levin V.A. Modification of regime of the flow over a sphere by means of local energy supply upstream // Proc. 8th Intern. Conf. Meth. Aerophys. Res., ICMAR'96, Novosibirsk, 1996. V. 3. P. 67–73.
6. Левин В.А., Терентьева Л.В. Сверхзвуковое обтекание конуса при теплоподводе в окрестности его вершины // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 2. С. 110–114.
7. 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. 38 с.
8. Гридин А.Ю., Ефимов Б.Г., Забродин А.В., Климов А.И. и др. Расчетно-экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленного тела с иглой при наличии электрического разряда в его головной части. Препринт № 19. М.: ИПМ им. М.В.Келдыша, 1995, 31 с.

9. *Ganiev Y.C., Gordeev V.P., Krasilnikov A.V., Lagutin V.I., Otmennikov V.N., Panasenko A.V.* Aerodynamic drag reduction by plasma and hot-gas injection // *J. Thermophys. and Heat Transfer*. 2000. V. 14. № 1. P. 10–17.
10. *Лукьянов Г.А.* О сопротивлении и теплообмене тела в сверхзвуковом потоке при наличии перед телом плоского источника энергии // *Письма в ЖТФ*. 1998. Т. 24. № 24. С. 76–82.
11. *Левин В.А., Громов В.Г., Афонина Н.Е.* Численное исследование влияния локального энергоподвода на аэродинамическое сопротивление и теплообмен сферического затупления в сверхзвуковом потоке воздуха // *ПМТФ*. 2000. Т. 41. № 5. С. 171–179.
12. *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.
13. *Georgievsky P.Yu., Levin V.A.* Gas dynamics effects for supersonic flows over space-distributed energy sources of high power // *Proc. 2nd Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications*. Moscow: IVTAN, 2000, P. 94–97.
14. *Georgievsky P.Yu., Levin V.A., Ivanov Yu.L.* The modification of aerodynamic characteristics of different bodies by means of energy input to upstream flow // *Proc. 3rd Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications*. Moscow: IVTAN, 2001. P. 73–77.

Москва

Поступила в редакцию
5.XII.2002