

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СИЛЬНОГО ВДУВА СО ВСТРЕЧНЫМ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

М. А. КОВАЛЬ, В. П. СТУЛОВ, А. И. ШВЕЦ

(Москва)

Частичное моделирование интенсивного испарения тел, движущихся в атмосфере планет с большими сверхзвуковыми скоростями, осуществлялось как теоретически [1-5] (численные расчеты сильного вдува в рамках уравнений Навье — Стокса проводились также и в НИИ механики МГУ Э. А. Гершбейном и А. Ф. Колесниковым [6]), так и экспериментально [7-9].

Ниже излагаются результаты исследований сильного вдува газа с плоского торца цилиндра навстречу сверхзвуковому потоку при таких числах Рейнольдса, когда слой смещения, разделяющий вдуваемый и набегающий газы, является достаточно тонким. В этом случае слой смещения можно представить контактной поверхностью и, следовательно, задача о вдуве решается в рамках уравнений Эйлера. Результаты численного решения сопоставлены с результатами экспериментов по величине отхода и форме ударной волны, по толщине слоя вдува на оси, а также по распределению давления на торце. Экспериментально установлен, а затем подтвержден численно скос вдуваемого газа на периферии пористого торца. Показано, что при одном и том же параметре вдува K , равном отношению скоростного напора вдуваемого газа к скоростному напору набегающего потока, и при заданном распределении K по поверхности тела по мере возрастания числа Маха набегающего потока контактная поверхность приближается к некоторому предельному положению, т. е. наступает стабилизация ее формы. Приведена оценка влияния показателя адиабаты на толщину слоя вдува. Настоящие исследования являются продолжением проводимых ранее экспериментальных исследований, основные результаты которых изложены в [9].

1. Постановка задачи. Рассматривается сильный вдув газа во встречный сверхзвуковой поток с плоского торца цилиндра. Вдуваемый и набегающий газы полагаются идеальными и однородными: $\gamma_\infty = \gamma_w$ (γ — показатель адиабаты; ∞, w — индексы, относящиеся к параметрам набегающего и вдуваемого газов; $\gamma_\infty = \gamma_w = 1.2; 1.4; 1.66$). Число Маха набегающего потока изменяется в пределах $M_\infty = 2, 3, 4, 6, 8$.

Решение задачи проводится методом установления по уравнениям Эйлера

$$(1.1) \quad \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} F(f) + \frac{\partial}{\partial y} G(f) + \frac{v}{y} H(f) = 0$$

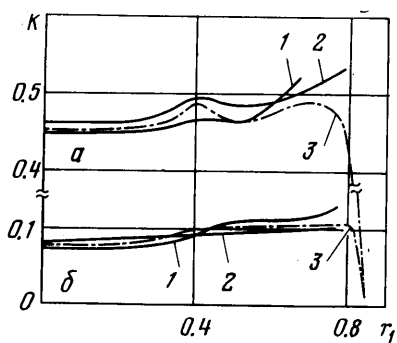
$$f = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e + p)u \end{pmatrix}, \quad G = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e + p)v \end{pmatrix}, \quad H = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e + p)v \end{pmatrix}$$

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

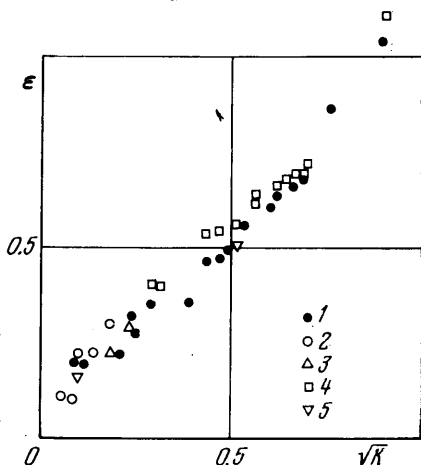
В качестве конечно-разностной аппроксимации используется схема Лакса — Вендроффа [10] со сглаживанием поля течения [11]. На поверхности торца задается параметр вдува K , равный отношению скоростного

напора вдуваемого газа к скоростному напору набегающего потока, и температура торможения, равная или меньше температуры торможения набегающего потока. Вместо параметра K в некоторых вариантах расчета задается относительный расход вдуваемого газа $\Omega = (\rho_w u_w) / (\rho_\infty u_\infty)$. Вдув принимается нормальным к поверхности тела. Скорость вдуваемого газа дозвуковая.

В набегающем потоке известны число Маха, скорость и плотность, а на свободной границе расчетной области заданы мягкие граничные условия. Если на торце в области вдува достигаются сверхзвуковые скорости, то к вышеуказанным граничным условиям необходимо вводить до-



Фиг. 1



Фиг. 2

полнительные условия, из которых вычисляется либо число Маха вдуваемого газа, либо полное давление вдуваемого газа. Однако и при этом не исключаются особенности в окрестности числа $M_w=1$, если задается дополнительное условие для определения M_w , и особенности в окрестности $M_w=1$, $M_w=\sqrt{2}$, если в качестве дополнительного условия задается полное давление вдуваемого газа p_{0w} ($M_w=\sqrt{2}$ соответствует максимальному значению скоростного напора при заданном полном давлении p_{0w}).

Если в качестве граничных условий на поверхности тела вместо K или Ω задается закон изменения скорости и температура (или температура торможения), то в случае образования на поверхности тела сверхзвуковых скоростей также необходимо вводить дополнительное условие. Это связано с тем, что при сверхзвуковых течениях возмущения передаются только по течению в область, ограниченную характеристиками первого и второго семейства, и не передаются вдоль поверхности тела. Поэтому давление или плотность должны быть известны из других дополнительных условий, так как по заданным граничным условиям удается определить только отношение p_w/ρ_w . Таким образом, если на поверхности тела в области вдува образуются сверхзвуковые скорости, в этой области для однозначного вычисления параметров вдуваемого газа необходимо задавать три независимых граничных условия. Следует также отметить, что, поскольку вдув лишь частично моделирует испарение материала поверхности тела, остается открытым вопрос о соответствии звукового и сверхзвукового вдува испарению. Поскольку возможность испарения материала со сверхзвуковой скоростью фактически не обоснована, то основное внимание в данной работе уделено дозвуковому вдуву.

Максимальное значение параметра K , которое удалось достигнуть в численных исследованиях без привлечения дополнительных условий, не превышало $K \leq 0.48$, т. е. при $K \leq 0.48$ на торце реализовался вдув с дозвуковой скоростью.

Законы вдува в численном решении принимались близкими к экспериментальным. Например, на фиг. 1 показано два характерных закона изменения параметра K в эксперименте и в расчете ($a - K = 0.45$, $b - K = 0.08$). Кривые 1, 2 — экспериментальные значения параметра K , полученные при помощи двух типов тарировок, методика проведения которых изложена в работе [9], кривые 3 — законы изменения параметра K , принятые в расчет. Область проницаемости на торце ограничена кругом радиуса $r = 0.83R$ (R — радиус торца). В дальнейшем под параметром K понимается значение K на оси.

2. Толщина слоя вдува на оси. Значения толщины слоя вдува ϵ на оси торца при $M_\infty = 3$ приведены на фиг. 2. Введены обозначения: ϵ — отношение отхода контактной поверхности к радиусу торца; 1 — экспериментальные данные для вдува воздуха с пористого и перфорированного торцов во встречный поток воздуха [9]; 2 — экспериментальные данные для вдува гелия с перфорированного торца во встречный поток воздуха [9]; 3 — численные данные для вдува воздуха в воздух [4] (на торце со скругленными кромками задавался постоянный расход вдуваемого газа); 4 — расчетные данные при законах вдува, аналогичных представленным на фиг. 1; 5 — расчетные данные при заданном расходе воздуха $\rho_w u_w = \rho_{w0} u_{w0} \cos(\pi y / 2R)$ (y — текущая координата на торце; индекс 0 относится к оси тела).

Из фиг. 2 видно, что в пределах указанных законов распределения вдуваемых газов толщина слоя вдува на оси определяется величиной параметра K до значений $K \leq 0.25$. При $K > 0.57$ характер поведения толщины слоя вдува в зависимости от $\sqrt{K}$ изменяется. Это обусловлено тем, что на периферии торца образуются сверхзвуковые скорости. Что касается дозвукового вдува на оси, то он возможен при $p_{w0}/p_0' < (2/\gamma_w + 1)^{\gamma_w/(\gamma_w - 1)}$. Например, при вдуве воздуха в воздух дозвуковой вдув на оси возможен при $K \leq 0.71$ ($M_\infty = 3$). Это следует из соотношения

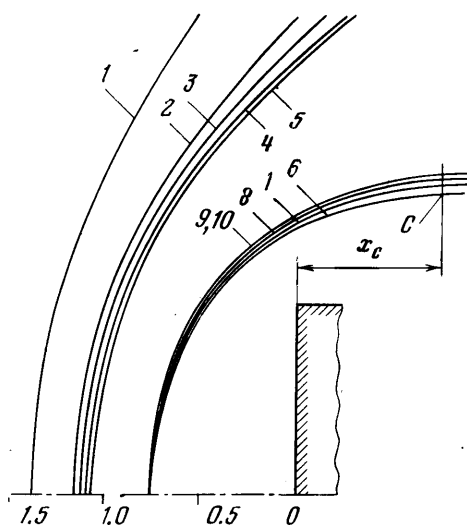
$$(2.1) \quad K = \frac{p_{w0}}{p_0'} \frac{\gamma_w}{(\gamma_w - 1)} \left(c_p^* + \frac{2}{\gamma_\infty M_\infty^2} \right) \left[\left(\frac{p_0'}{p_{w0}} \right)^{(\gamma_w - 1)/\gamma_w} - 1 \right]$$

$$c_p^* = \frac{2(p_0' - p_\infty)}{\rho_\infty u_\infty^2}$$

где c_p^* — коэффициент давления за прямым скачком уплотнения в набегающем потоке, p_0' — давление торможения за прямым скачком уплотнения; p_{w0} — давление на оси торца. Соотношение (2.1) совместно с соотношением, определяющим величину параметра K

$$(2.2) \quad \sqrt{K} = \frac{\rho_w u_w}{\rho_\infty u_\infty} \left(\frac{\rho_\infty}{\rho_s} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_s}{\rho_{cs}} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_{cs}}{\rho_{cw}} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_{cw}}{\rho_w} \right)^{1/2}$$

в случае дозвукового вдува позволяет не только определить давление p_{w0} на оси торца, но и устанавливает связь относительного расхода вдуваемого газа с величиной K по известным параметрам потоков M_∞ , γ_∞ , γ_w , T_{0w} , $T_{0\infty}$ ($T_{0\infty}$, T_{0w} — температуры торможения набегающего и вдуваемого газов; $T_{0\infty}$ и T_{0w} входят в (2.2) через отношение плотностей ρ_{cs}/ρ_{cw} в критической точке и соответственно через уравнения состояния газов). В вы-

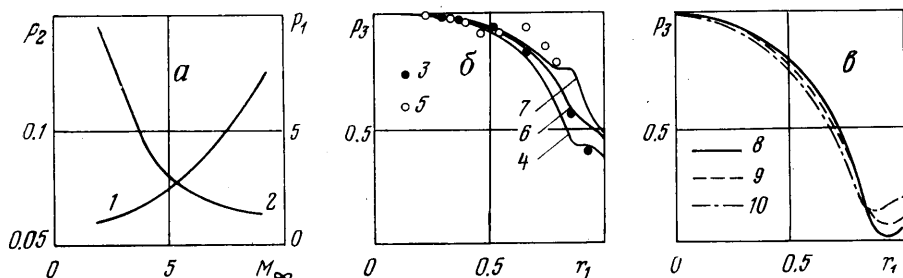


Фиг. 3

ражении (2.2) индексы s и s относятся к параметрам газов на контактной поверхности и за ударной волной на оси.

Согласно результатам расчета и эксперимента, представленным на фиг. 1, следует, что численное решение задачи о вдуве в рамках уравнений Эйлера находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными.

3. Стабилизация формы контактной поверхности. Поскольку численные расчеты или эксперименты по сильному вдуву обычно проводятся при фиксированных числах Маха набегающего потока, то представляет интерес установление характера влияния числа Маха набегающего потока на газодинамическую структуру течения. С этой целью были проведены



Фиг. 4

численные исследования сильного вдува с торца при $M_\infty=2, 3, 4, 6, 8$. Результаты одного из вариантов расчета представлены на фиг. 3 (закон вдува для этого варианта показан на фиг. 1, $a - K=0.45$). На фиг. 3 кривые 1–5 и 6–10 – положение ударных волн и контактных поверхностей соответственно для чисел Маха $M_\infty=2, 3, 4, 6, 8$ ($\gamma_\infty=\gamma_w=1.4$; $T_{0\infty}/T_{0w}=1$). Видно, что с увеличением числа M_∞ толщина слоя вдува на оси практически не изменяется, а толщина слоя вдува у боковой поверхности тела увеличивается. Однако и у боковой поверхности тела наступает стабилизация формы контактной поверхности – кривые 8 и 9 ($M_\infty=4, 6$) практически мало отличаются, а кривые 9 и 10 ($M_\infty=6, 8$) совпадают. Такой характер изменения формы контактной поверхности обусловлен распределением давления по ней.

На фиг. 4, a кривая 1 соответствует отношению давления на контактной поверхности к давлению невозмущенного потока $p_1=p_c/p_\infty$ при $x_c/R=0.75$, а кривая 2 – отношению давления на контактной поверхности ($x_c/R=0.75$) к давлению торможения за прямым скачком уплотнения $p_2=p_c/p_0'$. Кривые 1 и 2 (фиг. 4, a) показывают, что давление на контактной поверхности с увеличением M_∞ возрастает по отношению к p_∞ , а по отношению к p_0' сначала резко снижается, а затем устанавливается. По-

этому в соответствии с постоянством профиля давления на контактной поверхности происходит стабилизация ее формы. Следует также отметить, что численные расчеты вдува с торца цилиндра длиной, равной его радиусу, качественно показали, что за телом имеется некоторое уменьшение диаметра эквивалентного тела, образованного контактной поверхностью, а затем снова происходит его увеличение.

4. О возможности существования скошенного вдува на пористых оболочках. В экспериментальных исследованиях было замечено, что для малых интенсивностей вдува через пористые и перфорированные торцы имеются расхождения в положении ударных волн и в распределении давления по торцу [9]. Это объяснялось тем, что при вдуве газа с пористого торца реализовался скошенный вдув. Существование скошенного вдува на пористом торце было подтверждено визуализацией течения в слое вдува при помощи масло-сажевых покрытий, наносимых на тонкие металлические пластинки, устанавливаемые в слое вдува. Как было измерено по визуализированным линиям тока, угол скоса вдуваемого газа на периферии торца достигал 26–28°. Скос потока вызывался градиентом давления вдоль поверхности тела, который передавался внутрь модели по толщине пористой стенки. Поскольку величина градиента давления вдоль поверхности тела при малых интенсивностях вдува была сопоставима с величиной градиента давления по толщине пористой оболочки, то это приводило к искривлению «линий тока» в пористой среде и соответственно к скошенному вдуву на поверхности тела.

В общем случае давление в пористой среде по толщине изменяется по нелинейному закону [12]. При малых перепадах давления $p_{0j} - p_w$ (p_{0j} — давление в форкамере) в первом приближении изменение давления по толщине пористой стенки можно принять линейным [12]. Пренебрегая сопротивлением среды и осесимметричностью задачи, запишем уравнения движения газа

$$(4.1) \quad \begin{aligned} \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} &= - \frac{\partial p}{\partial x} \\ \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} &= - \frac{\partial p}{\partial y}, \quad \rho u = G = \text{const} \end{aligned}$$

Здесь координата x направлена по толщине стенки, координата y — вдоль пористой стенки. Условно будем считать нижней поверхностью стенки поверхность со стороны форкамеры модели, а верхней — внешней поверхностью модели. Положим, что $\partial p / \partial y$ — постоянный по толщине стенки градиент, величина которого измеряется на торце, и что скос потока на нижней поверхности отсутствует. Применительно к нижней поверхности уравнения (4.1) дают условия

$$(4.2) \quad \rho u \frac{\partial v}{\partial x} = - \frac{\partial p}{\partial y}, \quad \rho v \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{\partial p}{\partial x}$$

Разлагая u и v в ряды Тейлора в окрестности нижней поверхности ($x=0$) и ограничиваясь вторыми членами разложения, получим

$$(4.3) \quad v = - \frac{\partial p}{\partial y} \frac{x}{G}, \quad u = u(0) - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{x}{G}$$

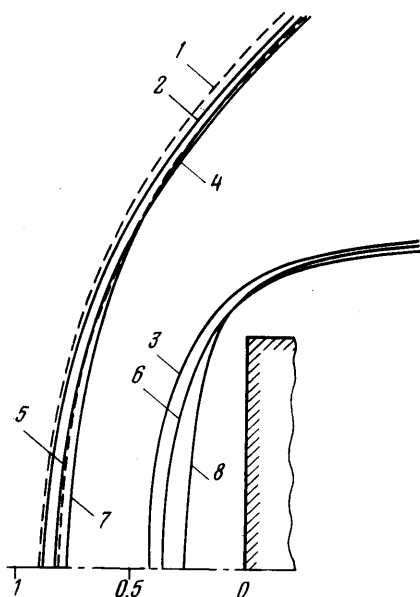
Согласно уравнению линии тока, находим величину угла скоса потока при толщине стенки $x=\delta$

$$(4.4) \quad \left. \frac{dy}{dx} \right|_{x=\delta} = \frac{v}{u} = \frac{\partial p / \partial y}{\partial p / \partial x} \left[1 + \frac{\rho(0) u^2(0)}{p(0) - p_w} \right]^{-1}$$

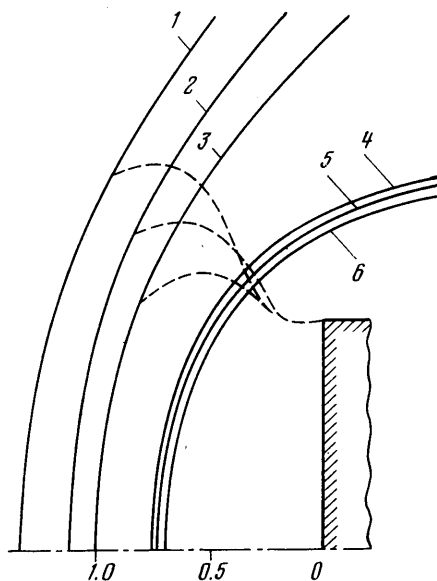
Если принять газ в форкамере модели заторможенным и пренебречь его сжимаемостью при течении в пористой среде, то выражение (4.4) можно переписать в приближенном виде

$$(4.5) \quad \frac{dy}{dx} \approx \frac{\delta \partial p / \partial y}{(p_w - p_{0j})} \left[1 - 2 \left(\frac{\rho_w u_w^2}{2 p_{0j}} \right) \left(1 - \frac{p_w}{p_{0j}} \right) \right]$$

Здесь p_w , p_{0j} , $\rho_w u_w^2 = f(p_w / p_{0j}, p_{0j})$ известны по данным экспериментов и тарировочных испытаний. Углы скоса, вычисленные по зависимости (4.5)



Фиг. 5



Фиг. 6

с погрешностью до 5–8%, согласуются с измеренными на масло-сажевом покрытии.

Затем были проведены численные расчеты сильного вдува без скоса потока с законом распределения параметра K , близкого к экспериментальному. Величина отхода ударной волны и ее форма согласовывались с экспериментальными данными для перфорированного торца, на котором скос отсутствовал (см. ниже). Далее сохранялся расход газа, полученный в результате численного решения, и задавался угол скоса потока, величина которого изменялась линейно по радиусу торца. Скос потока в окрестности оси отсутствовал.

Форма ударной волны и распределение давления были также сопоставлены с экспериментальными данными для перфорированных и пористых торцов (фиг. 5, $K=0.08$). На фиг. 5: кривая 1 – экспериментальное положение ударной волны у перфорированного торца; 2, 3 – расчетное положение ударной волны и контактной поверхности без скоса; 4 – экспериментальное положение ударной волны у пористого торца (со скосом); 5, 6 – расчетное положение ударной волны и контактной поверхности при скошенном вдуве (максимальный реализуемый угол скоса на границе проницаемой области, как и в эксперименте, составлял 28°); 7, 8 – расчетное поло-

жение ударной волны и контактной поверхности при угле скоса на границе проникаемой области в 67° (угол скоса для этого варианта расчета вырабатывался программой автоматически благодаря соответствующей постановке граничных условий на торце). На фиг. 4, 6 изображены профили давления на торце $p_3 = p_w/p_{w0}$ ($r_1 = y/R$ — текущая координата по радиусу торца): 3 — эксперимент без скоса на перфорированном торце; 4 — расчетное давление без скоса; 5 — эксперимент со скосом на пористом торце (максимальный расчетный угол скоса потока $\varphi = 28^\circ$); 6 — расчетное давление со скосом ($\varphi = 28^\circ$); 7 — расчетное давление со скосом ($\varphi = 67^\circ$).

Как видно, имеется соответствие расчетных и экспериментальных данных со скосом потока вдуваемого газа и без него как по положению ударных волн, так и по распределению давления. Для других интенсивностей вдува расчетные и экспериментальные ударные волны и профили давления находились в гораздо лучшем соответствии, чем для приведенного примера.

Таким образом, результаты численных расчетов подтверждают обнаруженное в эксперименте явление скошенного вдува газа на пористых оболочках. Скос потока, как показывают результаты численных расчетов, весьма существенно влияет на газодинамическую структуру течения и в особенности на толщину слоя вдува.

В экспериментах с градиентом давления по толщине стенки, во много раз превосходящим градиент давления вдоль поверхности тела, скос потока практически отсутствует.

5. Влияние показателя адиабаты на течение. Экспериментальные исследования [9] вдува воздуха и гелия во встречный поток воздуха показали, что толщины слоя вдува при вдуве воздуха и гелия практически совпадают. Для более точной оценки влияния показателя адиабаты на течение были проведены численные расчеты сильного вдува с торца при $\gamma_w = \gamma_\infty = 1.2; 1.4; 1.66$. Результаты численного расчета для одного из вариантов ($M_\infty = 3$, $K = 0.45$, закон изменения параметра K показан на фиг. 1, а) представлены на фиг. 6. Кривые 1–3, кривые 4–6 (фиг. 6) и кривые 8–10 (фиг. 4, в) — положение ударных волн, контактных поверхностей и профили давления на торце ($p_3 = p_w/p_{w0} = f(r_1)$) при $\gamma_\infty = \gamma_w = 1.66; 1.4; 1.2$ соответственно. Изменение толщины слоя вдува на оси при разных γ ($\gamma = 1.66$ и 1.2) по сравнению с $\gamma = 1.4$ не превышает 4.5%. Уменьшение γ_w приводит к уменьшению толщины слоя вдува, а увеличение γ_w — к увеличению толщины слоя вдува. Аналогично влияние показателя адиабаты и на распределение давления на торце. С понижением γ_w профиль давления становится менее наполненным.

Поступила 27 XI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Стулов В. П. Сильный вдув на поверхности затупленного тела в сверхзвуковом потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 2.
2. Левин В. А. Сильный вдув на поверхности тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 5.
3. Гершбейн Э. А. Теория гиперзвукового вязкого ударного слоя при больших числах Рейнольдса и при сильном вдуве инородных газов. ПММ, 1974, т. 38, вып. 6.
4. Гилинский М. М., Лебедев М. Г. К расчету сильного вдува на затупленном теле и профиле. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 1.
5. Емельянова З. М., Павлов Б. М. Применение полных уравнений Навье — Стокса к расчету вдува с поверхности затупленного тела при сверхзвуковом обтекании. В сб. Численные методы в аэродинамике, вып. 2. М., Изд-во МГУ, 1977.
6. Гершбейн Э. А., Колесников А. Ф. Численные решения уравнений Навье — Стокса в окрестности притупления тел обтекаемых гиперзвуковым потоком разреженного газа при наличии вдува. В сб. Аэродинамика гиперзвуковых течений при наличии вдува. М., Изд-во МГУ, 1978.
7. Харченко В. Н. Экспериментальное исследование обтекания острых и затупленных конусов гиперзвуковым потоком гелия при наличии сильного вдува. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 6.
8. Боровский Е. Э., Захарченко В. Я., Цветкова М. В., Шашмури Н. В. Экспериментальное исследование сильного вдува на осесимметричных телах вращения. В сб.

- Тепло- и массоперенос. Минск, Институт тепло- и массообмена АН БССР, 1972, т. 1, ч. 3.
9. Коваль М. А., Стулов В. П., Швец А. И. Экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленных тел с сильным распределенным вдувом. Изв. АН СССР, МЖГ, 1978, № 3.
 10. Балакин В. Б., Буланов В. В. Численное решение задачи о взаимодействии ударной волны с цилиндром в сверхзвуковом потоке. Инж.-физ. ж., 1971, т. 21, № 6.
 11. Ляхов В. Н. Сглаживание и искусственная вязкость при расчетах двумерных нестационарных течений с разрывами. В сб. Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск, ВЦ СО АН СССР, 1974, т. 5, № 3.
 12. Маша, Биверс, Спэрроу. Экспериментальное исследование закона сопротивления для неподчиняющихся закону Дарси течений сжимаемой жидкости в пористых средах. Тр. амер. об-ва инж.-мех. Сер. Д. Теорет. основы инж. расчетов. 1974, т. 96, № 4.
-