результатами. Линия 5 показывает увеличение скорости u_1 в осесимметричном канале при встречном приосевом вдуве струи для $R/r = 18$, рассчитанное по методике [7]. Из сравнения видно, что рост скорости в осесимметричном канале менее существен, чем в плоском.

В заключение отметим, что задача решена в упрощенной постановке без учета неравномерности распределения статического давления поперек канала, без анализа пограничных слоев во встречной пристенной струе и в набегающем потоке и при ряде других упрощений. Однако корректность полученных простых соотношений, позволяющих провести расчет некоторых важных параметров взаимодействия пристенной струи со встречным потоком в ограниченном канале, достаточно хорошо подтверждается экспериментальными результатами.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Гольдберг С. А., Соловьева Л. С.** Стабилизация пламени встречными струями // Теория и практика сжигания газа.— Л., 1964.
2. **Эльперин И. Т., Мальцер В. Л., Павловский Л. Л., Енякин Ю. А.** Процессы переноса во встречных струях.— Минск: Наука и техника, 1972.
3. **Леонтьева Т. П.** Распространение осесимметричных струй в спутном и встречном потоках // Тр. совещания по прикладной газовой динамике.— Алма-Ата, 1959.
4. **Суй Х. И., Иванов Ю. В.** Исследование развития круглой струи в начальном участке встречной струи большого размера // Изв. АН ЭССР. Сер. техн. и физ.-мат. наук.— 1959.— Т. 8, № 3.
5. **Тимма Э.** Турбулентные круглые и плоские струи, развивающиеся во встречном потоке // Изв. АН ЭССР. Сер. техн. и физ.-мат. наук.— 1962.— Т. 11, № 4.
6. **Илизарова Л. И., Гиневский А. С.** Экспериментальное исследование струи во встречном потоке // Промышленная аэродинамика.— 1962.— Вып. 23.
7. **Секундов А. Н.** Распространение турбулентной струи во встречном потоке // Исследование турбулентных струй воздуха, плазмы и реального газа.— М.: Машиностроение.— 1967.
8. **Волчков Э. П., Лебедев В. П., Низовцев М. И.** Интенсификация теплообмена в канале встречной струей // Тез. докл. Минского международного форума.— Минск, 1988.— Сек. 1, ч. 2.
9. **Волчков Э. П., Лебедев В. П., Шишкин Н. Е.** Эффективность газовой завесы при взаимодействии пристенной струи со встречным потоком // Тепломассообмен-VII.— Минск, 1984.— Т. 1, ч. 2.
10. **Теория** турбулентных струй/Под ред. Г. Н. Абрамовича.— М.: Наука, 1984.
11. **Низовцев М. И.** Дальнобойность плоской пристенной струи во встречном потоке // Современные проблемы теплофизики.— Новосибирск: ИТ, 1987.

г. Новосибирск *Поступила 30/I 1990 г.*

УДК 533.6.011.536.24

А. В. Буреев, В. И. Зинченко

РАСЧЕТ ОБТЕКАНИЯ СФЕРИЧЕСКИ ЗАТУПЛЕННОГО КОНУСА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ТЕЧЕНИЯ В УДАРНОМ СЛОЕ И ВДУВЕ ГАЗА С ПОВЕРХНОСТИ

Рассматривается осесимметричное обтекание сферически затупленного конуса сверхзвуковым потоком воздуха при таких числах Рейнольдса, когда в ударном слое реализуются разные режимы течения. Анализ влияния вдува газа с поверхности на характеристики ламинарного и турбулентного вязкого ударного слоя проводился в [1, 2]. В настоящей работе изучено влияние вдува различной интенсивности и законов распределения вдуваемого газа вдоль образующей сферического затупления на характеристики тепломассообмена и проведено сопоставление с экспериментальными данными [3].

1. В естественной системе координат (s, n) система уравнений вязкого ударного слоя для осредненных величин с использованием безразмерных переменных, введенных в [4], имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial s}(\rho u r) + \frac{\partial}{\partial n}(\rho v r h_1) = 0; \qquad (1.1)$$

$$(1.2)\qquad \rho\left(\frac{u}{h_1}\frac{\partial u}{\partial s}+v\frac{\partial u}{\partial n}+\frac{kuv}{h_1}\right)=-\frac{1}{h_1}\frac{\partial p}{\partial s}+\varepsilon^2\frac{\partial}{\partial n}\left[\mu_\Sigma\left(\frac{\partial u}{\partial n}-\frac{ku}{h_1}\right)\right]+$$
$$+\varepsilon^2\mu_\Sigma\left(\frac{2k}{h_1}+\frac{\cos\alpha}{r}\right)\left(\frac{\partial u}{\partial n}-\frac{ku}{h_1}\right);$$

$$(1.3)\qquad \rho\left(\frac{u}{h_1}\frac{\partial v}{\partial s}+v\frac{\partial v}{\partial n}-\frac{ku^2}{h_1}\right)=-\frac{\partial p}{\partial n};$$

$$(1.4)\qquad \rho\left(\frac{u}{h_1}\frac{\partial H}{\partial s}+v\frac{\partial H}{\partial n}\right)-v\left(\frac{\partial p}{\partial n}-\frac{k\rho u^2}{h_1}\right)=\varepsilon^2\frac{\partial}{\partial n}\left[\frac{\mu_\Sigma}{\mathrm{Pr}_\Sigma}\frac{\partial H}{\partial n}+\frac{\mu_\Sigma}{\mathrm{Pr}_\Sigma}(\mathrm{Pr}_\Sigma-1)u\frac{\partial u}{\partial n}-\right.$$
$$\left.-\mu_\Sigma\frac{ku^2}{h_1}\right]+\varepsilon^2\left(\frac{k}{h_1}+\frac{\cos\alpha}{r}\right)\left[\frac{\mu_\Sigma}{\mathrm{Pr}_\Sigma}\frac{\partial H}{\partial n}+\frac{\mu_\Sigma}{\mathrm{Pr}_\Sigma}(\mathrm{Pr}_\Sigma-1)u\frac{\partial u}{\partial n}-\mu_\Sigma\frac{ku^2}{h_1}\right];$$

$$(1.5)\qquad p=\rho h(\gamma-1)/\gamma.$$

Краевые условия на ударной волне ($n = n_s$) для рассматриваемого диапазона чисел Рейнольдса записываются как обычные соотношения Рэнкина — Гюгонио:

$$(1.6)\qquad u_s=\cos\sigma\cos\beta_s+\frac{1}{\rho_s}\sin\sigma\sin\beta_s,$$
$$v_s=u_s\operatorname{tg}\beta_s-\frac{1}{\rho_s}\frac{\sin\sigma}{\cos\beta_s},\quad p_s=\frac{1}{\gamma M_\infty^2}+\left(1-\frac{1}{\rho_s}\right)\sin^2\sigma,$$
$$H_s=H_\infty,\quad \frac{1}{\rho_s}=\frac{\gamma-1}{\gamma+1}+\frac{2}{(\gamma+1)M_\infty^2\sin^2\sigma}.$$

На теле ($n = 0$) при вдуве газа того же состава, что и набегающий поток,

$$(1.7)\qquad u=0,\ (\rho v)=(\rho v)_w(s),\ h=h_w.$$

Условия на оси симметрии ($s = 0$):

$$(1.8)\qquad u=0,\ \partial v/\partial s=\partial p/\partial s=\partial H/\partial s=0.$$

Угол наклона ударной волны σ связан с отходом n_s соотношением $dn_s/ds = h_{1s}\operatorname{tg}\beta_s$, $\beta_s = \sigma - \alpha$.

В (1.1)—(1.8) u, v — компоненты вектора скорости, отнесенные к v_∞; p, ρ — давление и плотность газа — к $\rho_\infty v_\infty^2$ и ρ_∞ соответственно; $H = h + u^2/2$ — энтальпия — к v_∞^2; T — температура — к характерному значению $T_* = v_\infty^2/c_p$; μ — коэффициент вязкости — к своему характерному значению $\mu_*(T_*)$; $h_1 = 1 + kn$, $r = r_w + n\cos\alpha$ — коэффициенты Ламе; $\varepsilon^2 = \mu_*/(\rho_\infty v_\infty R_N)$ — безразмерный параметр, обратный числу Рейнольдса; $\mu_\Sigma = \mu + \Gamma\mu_т$; $\mathrm{Pr}_\Sigma = \mu_\Sigma \mathrm{Pr}\mathrm{Pr}_т/(\mu\mathrm{Pr}_т + \Gamma\mu_т\mathrm{Pr})$; индексы ∞, s, w отвечают характеристикам течения в набегающем потоке, за ударной волной и на поверхности тела; т присваивается величинам, связанным с турбулентным переносом.

Коэффициент молекулярной вязкости найдем по формуле Сюзерленда $\mu = \left(\frac{1+C}{T+C}\right)T^{3/2}$, $C = \frac{110{,}4}{(\gamma-1)M_\infty^2 T_{\infty р}}$ ($T_{\infty р}$ — размерная температура). Коэффициент турбулентной вязкости $\mu_т$ определим с помощью двухслойной модели [5]. Для используемых безразмерных переменных можно записать в пристеночной области

$$\mu_т=\frac{0{,}16\rho n^2}{\varepsilon^2}\left[1-\exp\left(-\frac{n}{A}\right)\right]^2\frac{\partial u}{\partial n},$$
$$A=\varepsilon^2\frac{26\mu}{\rho v_*}\left[\frac{\bar P}{\bar v_w}\left(1-\exp(11{,}8\bar v_w)\right)+\exp(11{,}8\bar v_w)\right]^{-1/2},$$
$$\bar v_w=\frac{v_w}{v_*},\quad v_*=\varepsilon\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}},\quad \bar P=-\frac{\varepsilon^2\mu}{\rho\rho_w v_*^3}\frac{\partial p}{\partial s},\quad \tau_w=\mu_w\left.\frac{\partial u}{\partial n}\right|_w.$$

Во внешней области

$$\mu_{т} = \frac{0{,}0168}{\varepsilon^2}\rho\left[1 + 5{,}5\left(\frac{n}{n_e}\right)^6\right]^{-1}\int\limits_0^{n_e}(u_e - u)\,dn.$$

Здесь и ниже индекс e отвечает характеристикам на внешней границе пограничного слоя в ударном слое; значения n_e, u_e варьировались за счет изменения границы пограничного слоя и оценивалось их влияние на потоковые величины к поверхности тела.

Расчет переходной области течения проводился с помощью формул [6]. Для случая обтекания сферического затупления коэффициент перемежаемости Г может быть записан в виде

$$\Gamma = 1 - \exp\left[-\frac{\Phi \sin s}{\left.\frac{1}{R_N}\frac{du_e}{ds}\right|_{s=0}}\ln\left(\frac{\operatorname{tg}\frac{s}{2}}{\operatorname{tg}\frac{s_{п}}{2}}\right)\ln\frac{s}{s_{п}}\right],$$

$$\Phi = \frac{3u_e^3}{\varepsilon^4\left(B\frac{\mu_e}{\rho_e}\right)^2}\mathrm{Re}_{п}^{-1{,}34}, \quad B = 60 + 4{,}68\mathrm{M}_{п}^{1{,}92},$$

где $\mathrm{Re}_{п} = \frac{1}{\varepsilon^2}\frac{\rho_e u_e s_{п}}{\mu_e}$, $\mathrm{M}_{п} = \left(\frac{u_e}{a_e}\right)_{s=s_{п}}$ — числа Рейнольдса и Маха, вычисленные в точке потери устойчивости ламинарного пограничного слоя. Координата этой точки $s_{п}$, отвечающая началу переходной области течения, назначалась из эксперимента либо рассчитывалась по критическому значению числа Рейнольдса

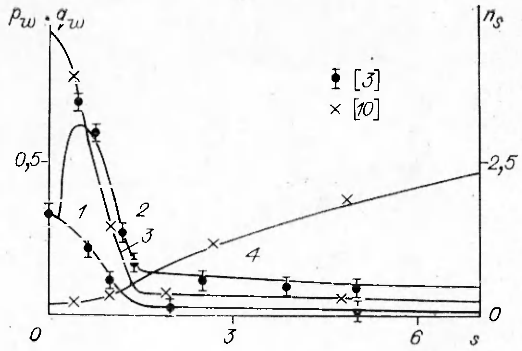
$$\mathrm{Re}^{**} = \frac{1}{\varepsilon^2}\frac{\rho_e u_e \delta^{**}}{\mu_e} = 200, \quad \delta^{**} = \int\limits_0^{n_e}\frac{\rho u}{\rho_e u_e}\left(1 - \frac{u}{u_e}\right)dn.$$

В области ламинарного режима течения $\Gamma = 0$, в области турбулентного — $\Gamma = 1$.

2. Эффективными методами решения системы уравнений вязкого ударного слоя являются методы, основанные на проведении глобальных итераций по форме ударной волны [4, 7]. При расчете системы уравнений (1.1)—(1.5) использовалось следующее преобразование независимых переменных [7]:

$$\xi = s, \quad \eta = \frac{1}{\Delta}\int\limits_0^{n}\rho\left(\frac{r}{r_w}\right)dn, \quad \Delta = \int\limits_0^{n_s}\rho\left(\frac{r}{r_w}\right)dn.$$

С помощью метода глобальных итераций, методика расчета по которому подробно описана в [8], было проведено численное интегрирование исходной краевой задачи в широком диапазоне изменения чисел Рейнольдса и Маха. Для устойчивости итерационного процесса на текущей глобальной итерации в точке разрыва кривизны образующей сфера — конус использовался спуск по параметру кривизны. Разностные схемы для систем уравнений параболического и гиперболического типов получены с помощью итерационно-интерполяционного метода [9]. Для турбулентного режима течения в ударном слое разработаны комбинированные разностные схемы, обеспечивающие сращивание искомых характеристик в области ламинарного подслоя и турбулентного ядра и учитывающие характер изменения коэффициента турбулентной вязкости поперек ударного слоя. Это позволило увеличить скорость сходимости итерационного процесса и проводить расчеты вплоть до $\mathrm{Re}_\infty = 10^8$—$10^9$ при различных расходах вдуваемого газа с поверхности обтекаемого тела. Для турбулентного режима течения поперек ударного слоя применялся переменный шаг, обеспечивающий попадание необходимого количества расчетных точек в область ламинарного подслоя. При проведении тестовых проверок использованы расчеты по модели пограничного слоя и модели Эйлера.



Р и с. 1

3. На рис. 1, 2 приведены результаты расчетов обтекания конуса, затупленного по сфере, с углом полураствора конуса 5° для определяющих параметров, отвечающих экспериментальным измерениям тепловых характеристик при наличии вдува с поверхности модели в аэродинамической трубе [3]. Условиям испытаний соответствуют величины $M_\infty = 5$, температура в точке торможения $T_{e0} = 525$ K, $T_w = 288$ K, радиус модели $R_N = 0{,}0508$ м, давление в точке торможения $p_{e0} = 0{,}625 \cdot 10^5$ и $3{,}125 \cdot 10^5$ Н/м² для ламинарного и турбулентного режимов течения.

В отсутствие вдува газа с поверхности на рис. 1 даны кривые распределений безразмерного теплового потока $q_w = \left(\frac{\mu}{\mathrm{Pr}} \frac{\partial H}{\partial n}\right)_w \frac{\sqrt{\mathrm{Re}}}{\rho_{e0} v_m h_{e0}}$ для ламинарного и турбулентного режимов течения в ударном слое (*1*, *2*), давления на поверхности p_w и отхода ударной волны n_s (*3*, *4*). В выражении для q_w величина $\left(\frac{\mu}{\mathrm{Pr}} \frac{\partial H}{\partial n}\right)_w$ отвечает размерному тепловому потоку, $\mathrm{Re} = \frac{\rho_{e0} v_m R_N}{\mu_{e0}}$ ($v_m = \sqrt{2h_{e0}}$) связано с ε^2 следующим образом: $\varepsilon^2 = \frac{\rho_{e0}}{\rho_\infty} \frac{v_m}{v_\infty} \times \left(\frac{\mu_{e0}}{\mu_*} \mathrm{Re}\right)^{-1}$. Для принятых условий $\mathrm{Re} = 7{,}74 \cdot 10^5$ и $3{,}87 \cdot 10^6$. Здесь же приводятся данные экспериментальных измерений тепловых потоков из [3] и расчетные характеристики из таблиц [10]. При принятом обезразмеривании тепловые потоки на участке, где реализуется ламинарный режим течения, совпадают, а в зоне развитого турбулентного течения q_w значительно возрастает и максимальный тепловой поток достигается в окрестности звуковой линии. Давление на поверхности и положение ударной волны для рассмотренных значений Re совпадают.

Влияние вдува газа с поверхности сферического затупления при постоянных значениях расхода $(\rho v)_w$ на тепловые потоки показано на рис. 2, *а*, где кривые *1*, *2* отвечают турбулентному режиму течения ($\mathrm{Re} = 3{,}87 \cdot 10^6$) при $(\overline{\rho v})_w = 1{,}52$; 3 (безразмерная величина расхода $(\overline{\rho v})_w$ связана с размерной: $(\overline{\rho v})_w = \frac{(\rho v)_w \sqrt{\mathrm{Re}}}{\rho_{e0} v_m}$). Кривая *3* получена при ламинарном режиме течения для $(\overline{\rho v})_w = 0{,}5$. Штриховые линии рис. 2 перенесены с рис. 1 при $(\overline{\rho v})_w = 0$, сравнение соответствующих кривых позволяет проанализировать ослабление тепловых потоков в зоне тепловой завесы на конической части поверхности. Значками (при $(\overline{\rho v})_w = 1{,}52$) нанесены данные экспериментальных измерений, которые достаточно удовлетворительно согласуются с расчетными на сферической части тела в области турбулентного режима течения. На конической поверхности расчетные значения за точкой сопряжения со сферическим носком при $s < 5{,}0$ лежат заметно выше экспериментальных, что отмечалось и в [3], причем причиной рассогласования может явиться нестационарный характер процессов теплообмена, имеющий место при проведении эксперимента.

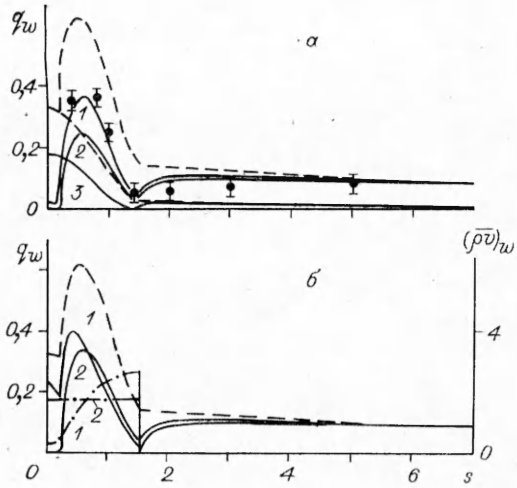


Рис. 2

Для расчетных Re и указанных выше расходов вдуваемого газа (см. рис. 2) наблюдается сильное снижение теплового потока, но при этом давление на поверхности и отход ударной волны практически не меняются. Таким образом, для больших Re при различных режимах течения в ударном слое могут быть указаны диапазон расходов вдуваемого газа, обеспечивающий необходимое снижение уровня тепловых потоков к телу, и, как следствие, допустимые температурные режимы оболочки при сохранении аэродинамических характеристик.

Представляет интерес оценить влияние закона расхода вдуваемого газа на тепловые потоки к сферической пористой оболочке и конической поверхности. На рис. 2, *б* кривые *2* отвечают тепловому потоку $q_w(s)$ при $(\overline{\rho v})_w(s) = \mathrm{const} = 1{,}785$ (штрихпунктирная линия *2*), а кривые *1* получены для закона расхода, показанного штрихпунктирной линией *1*. При этом суммарная масса газа-охладителя $2\pi R_N^2 \int\limits_0^{s_1} (\rho v)_w \sin s ds$ одинакова для обоих случаев, а закон расхода получен при задании давления $p_{\text{к}}$ в полости пористой сферической оболочки. Используя в тонкой пористой оболочке в стационарном случае уравнение движения в виде закона Дарси с учетом квадратичного члена

$$\partial p/\partial n = A\mu v + B\rho v^2 \varphi \tag{3.1}$$

и закон сохранения массы

$$(\rho v \varphi) = (\rho v)_w, \tag{3.2}$$

несложно выписать после интегрирования (3.1) с учетом уравнения состояния $P = \rho RT/\mathrm{M}$ выражение

$$(\rho v)_w = \left[-A\mu + \sqrt{(A\mu)^2 + \frac{2B\varphi}{TL\frac{R}{\mathrm{M}}}\left(p_{\text{к}}^2 - p_w^2\right)}\right]\frac{1}{2B}. \tag{3.3}$$

Для типичных значений структурных характеристик материала A и B, пористости φ [11] при заданной толщине оболочки L легко определяется закон расхода вдуваемого газа $(\rho v)_w(s)$.

Как и следовало ожидать, для найденного закона расхода на лобовой части сферической оболочки в зоне ламинарного режима течения и части области турбулентного тепловые потоки q_w превышают соответствующие значения, полученные для постоянного расхода, а на боковой поверхности снижаются по сравнению с кривой *2*. В целом же длина тепловой завесы определяется суммарной массой вдуваемого холодного газа и для рассмотренных законов $(\overline{\rho v})_w(s)$ слабо зависит от характера распределения вдува вдоль образующей.

На рис. 3 для пористой сферической оболочки проведена обработка результатов решения $q_w(s)/q_w^0(s)$ от безразмерного параметра $a = (\rho v)_w \times (H_{e0} - H_w)/q_w^0$ в различных точках по обводу. Здесь $q_w^0(s)$ — тепловой поток в отсутствие вдува; светлые точки отвечают расчетным данным, темные — экспериментальным [3]. Прямая *1* получена по формуле из [12] для окрестности лобовой критической точки и соответствует ламипарному режиму течения, 2 — по формуле из [13] для турбулентного режима течения на пластине. Видно, что в области развитого турбулентного режима течения на сфере результаты удовлетворительно согласуются с данными эксперимента и могут быть применены при оценке влияния вдува на тепловые потоки. При обработке расчетов использовались различные законы для $(\rho v)_w(s)$ (постоянный расход), а также зависимость (3.3).

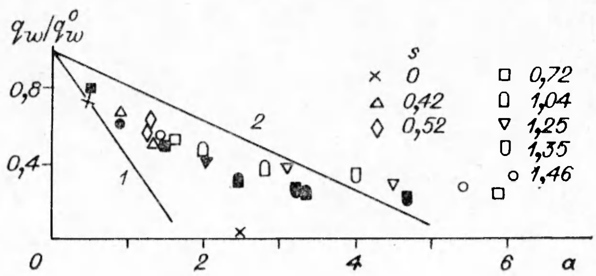


Рис. 3

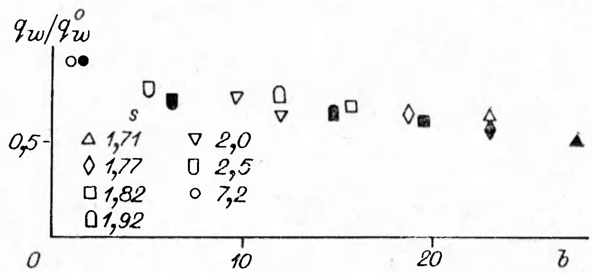


Рис. 4

Обработка результатов решения на конической части тела в зоне тепловой завесы для турбулентного режима течения приведена на рис. 4. Как и в [14], в качестве параметра вдува взято отношение суммарной массы вдуваемого газа к произведению коэффициента теплообмена в рассматриваемом сечении в отсутствие вдува на площадь поверхности $\Pi(s)$ от линии прекращения вдува до рассматриваемого сечения $b = 2\pi R_N^2 \times$ $\times \int_0^{s_f} (\rho v)_w \sin s ds\, (H_{e0} - h_w) / \left(q_w^0(s)\, \Pi(s)\right)$. Светлые и темные точки отвечают постоянному расходу и зависимости (3.3). Обработка экспериментальных данных [3] также дает значения, близкие к теоретическим. Отметим, что полученные результаты лежат выше данных [14], что обусловлено, по-видимому, различием геометрии обтекаемых тел и нестационарным характером процессов теплообмена при проведении эксперимента на нетеплопроводных материалах в зоне за участком вдува. Для этих условий изотермической поверхности представленная обработка позволяет оценивать тепловые потоки к конической поверхности в зависимости от определяющих параметров задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Kumar A., Tiwari S. N., Graves R. A.** Laminar and turbulent flows over a spherically blunted cone with massive surface blowing // AIAA J.— 1979.— V. 17, N 12.
2. **Moss J. N., Simmonds A., Anderson E. C.** Turbulent radiating shock layers with coupled ablation injection // AIAA J.— 1981.— V. 19, N 2.
3. **Feldhuhn R. H.** Heat transfer from a turbulent boundary layer on a porous hemisphere.— N. Y., 1976.— (Paper/AIAA; N 119).
4. **Davis R. T.** Numerical solution of the hypersonic viscous shock-layer equations // AIAA J.— 1970.— V. 8, N 5.
5. **Cebeci T.** Behavior of turbulent flow near a porous wall with pressure gradient // AIAA J.— 1970.— V. 8, N 12.
6. **Chen K. K., Tyson N. A.** Extension of Emmons spot theory to flow on blunt bodies // AIAA J.— 1971.— V. 9, N 5.
7. **Васильевский С. А., Тирский Г. А.** О некоторых способах численного решения уравнений вязкого ударного слоя // Аэродинамика гиперзвуковых течений при наличии вдува.— М.: Изд-во МГУ, 1979.
8. **Зинченко В. И., Пырх С. И.** Расчет неравновесного вязкого ударного слоя с учетом сопряженного теплообмена // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1984.— № 2.
9. **Гришин А. М., Берцун В. Н., Зинченко В. И.** Итерационно-интерполяционный метод и его приложения.— Томск: Изд-во ТГУ, 1981.
10. **Любимов А. Н., Русанов В. В.** Течения газа около тупых тел.— М.: Наука, 1970.— Ч. 1.

11. **Белов С. В.** Пористые металлы в машиностроении.— М.: Машиностроение, 1981.
12. **Анфимов Н. А., Альтов В. В.** Теплообмен, трение и массообмен в ламинарном многокомпонентном пограничном слое при вдуве инородных газов // ТВТ.— 1965.— № 3.
13. **Мугалев В. П.** Некоторые вопросы воздействия вдувания на турбулентный пограничный слой // Турбулентные течения.— М.: Наука, 1970.
14. **Харченко В. Н.** Теплообмен в гиперзвуковом турбулентном пограничном слое при вдуве охлаждающего газа через щель // ТВТ.— 1972.— № 1.

г. Томск *Поступила 20/X 1989 г.*

УДК 532.529:534.2

Д. А. Губайдуллин, А. И. Ивандаев

ДИНАМИКА ИМПУЛЬСНЫХ ВОЛН МАЛОЙ АМПЛИТУДЫ В ПАРОГАЗОКАПЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

Распространение слабых монохроматических волн в паро- и газовзвесях, а также в смесях газа, пара и капель жидкости рассмотрено в [1—8]. В настоящей работе представлены некоторые результаты исследования распространения импульсных возмущений малой амплитуды в одно- и двухкомпонентных газокапельных системах. Получено и проанализировано эволюционное уравнение типа волнового, описывающее распространение линейных возмущений в однокомпонентных взвесях при наличии фазовых превращений. С использованием метода быстрого преобразования Фурье выполнены расчеты эволюции одиночного импульсного возмущения в двухкомпонентной парогазокапельной смеси. Проанализировано влияние межфазного трения и эффектов фазового превращения на процесс эволюции волны.

При условии акустической однородности рассматриваемой монодисперсной смеси для изучения явления используем модель двухскоростного и трехтемпературного континуума [9]. Запишем линеаризованные уравнения плоского одномерного движения при наличии фазовых переходов. В системе координат, относительно которой невозмущенная смесь покоится, уравнения сохранения масс, импульсов и энергий фаз имеют вид [8]

$$\frac{\partial\rho_1'}{\partial t}+\rho_{10}\frac{\partial v_1'}{\partial x}=-n_0 j_{V\Sigma},\quad \frac{\partial\rho_V'}{\partial t}+\rho_{V0}\frac{\partial v_1'}{\partial x}=-n_0 j_{V\Sigma},\quad \frac{\partial\rho_2'}{\partial t}+\rho_{20}\frac{\partial v_2'}{\partial x}=n_0 j_{\Sigma}, \tag{1}$$

$$\rho_{10}\frac{\partial v_1'}{\partial t}+\frac{\partial p_1'}{\partial x}+n_0 f=0,\quad \rho_{20}\frac{\partial v_2'}{\partial t}=n_0 f,$$

$$\rho_{V0}\frac{\partial i_V'}{\partial t}+\rho_{G0}\frac{\partial i_G'}{\partial t}=\alpha_{10}\frac{\partial p_1'}{\partial t}-n_0 q_{1\Sigma},\quad \rho_{20}\frac{\partial u_2'}{\partial t}=-n_0 q_{2\Sigma},$$

$$q_{1\Sigma}+q_{2\Sigma}=-j_\Sigma l_0,\quad j_{V\Sigma}=j_\Sigma,$$

$$\rho_{10}=\alpha_{10}\rho_{10}^0,\quad \rho_{20}=\alpha_{20}\rho_{20}^0,\quad \alpha_{10}+\alpha_{20}=1,\quad \alpha_{20}=\frac{4}{3}\pi a_0^3 n_0,$$

$$\rho_{10}=\rho_{V0}+\rho_{G0},\quad p_{10}=p_{V0}+p_{G0}.$$

Здесь ρ, ρ^0, v, p — приведенная и истинная плотности, скорость и давление; α — объемное содержание; n — число частиц в единице объема; f — сила, действующая со стороны несущей фазы на отдельную каплю; $j_{V\Sigma}$ — диффузионный поток пара к поверхности капли Σ; j_Σ — интенсивность конденсации на поверхности капли; i, u, l — удельная энтальпия, внутренняя энергия и теплота парообразования; $q_{j\Sigma}$ — интенсивность теплообмена j-фазы с поверхностью капли ($j=1, 2$); индексы 1 и 2 относятся к параметрам газообразной и взвешенной фаз; V и G отмечают параметры паровой и газовой компонент несущей фазы; штрихи вверху обозначают возмущения параметров; индекс 0 отвечает начальному невозмущенному состоянию. Предполагается, что компоненты газообразной фазы являются калорически совершенными газами. Капли считаются несжимаемыми.