KBr, наоборот, под действием поля происходит незначительное увеличение аттракционной постоянной, т.е. в данном случае усиливается притяжение между адсорбированными ионами $ТБА^+$.

Показано, что значение константы адсорбционного равновесия изотермы Фрумкина зависит от природы фонового электролита. С увеличением поверхностной активности анионов фона значение B последовательно уменьшается, что хорошо согласуется с литературными данными.

Таким образом, проведенные исследования показали, что ВЧ воздействие на систему электрод-раствор приводит к перераспределению потоков ионов к поверхности электрода, существенно изменяя адсорбционные характеристики вводимых в раствор ионов поверхностно-активного вещества.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бонд А.М. Полярографические методы в аналитической химии. – М.: Химия, 1983. – 328 с.
2. Галюс З. Теоретические основы электрохимического анализа. – М.: Мир, 1974. – 552 с.
3. Дамаскин Б.Б., Петрий О.А., Батраков В.В. Адсорбция органических соединений на электродах. – М.: Наука, 1968. – 334 с.
4. Дамаскин Б.Б., Петрий О.А. Введение в электрохимическую кинетику. – М.: Высшая школа, 1983. – 400 с.
5. Стась И.Е., Шипунов Б.П., Шабалина В.Н. Инверсионно-вольтамперометрическое определение микроколичеств свинца и меди в снеговых водах при обработке проб высокочастотным электромагнитным полем // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. – 2000. – Т. 66. – № 7. – С. 10–13.
6. Карпов С.И., Дамаскин Б.Б., Дяткина С.Л. Кривые дифференциальной емкости в растворах, содержащих катионы тетраалкиламмония // Электрохимия. – 1984. – Т. 20. – № 4. – С. 507–512.
7. Дамаскин Б.Б., Расширение области адсорбции ТБА при уменьшении концентрации фона и повышении температуры // Электрохимия. – 1984. – Т. 20. – № 4. – С. 512–515.
8. Дамаскин Б.Б., Батурина О.А., Емец В.В. Адсорбционное поведение ионов ТБА на отрицательно заряженной поверхности электродов из Hg, Ga, сплавов In-Ga и Tl-Ga // Электрохимия. – 1999. – Т. 35. – № 5. – С. 563–568.
9. Боровая Н.А., Дамаскин Б.Б. Влияние природы и концентрации электролита фона на адсорбцию бутилового спирта на ртутном электроде // Электрохимия. – 1972. – Т. 8. – № 10. – С. 1529–1532.

УДК 536.24

УСЛОВИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ КОНДЕНСИРОВАННОЙ ФАЗЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРИ НАТЕКАНИИ ГЕТЕРОГЕННОГО ПОТОКА

И.К. Жарова, Г.В. Кузнецов*, Е.А. Маслов

Томский государственный университет
*Томский политехнический университет
E-mail: fire@mail.tsu.ru

Представлена сопряженная постановка задачи о термомеханическом разрушении конструкционного материала под воздействием высокоскоростного высокотемпературного газового потока, содержащего частицы конденсированной фазы. Приведены результаты численного анализа условий взаимодействия частиц с поверхностью пластины из конструкционного материала, расположенной нормально к гетерогенному потоку. Установлен диапазон размеров частиц в потоке, при котором они вносят существенный вклад в теплообмен и трение на поверхности.

Введение

Необходимость исследования термомеханического разрушения конструкционных материалов, подвергающихся воздействию высокотемпературных гетерогенных струй, приобрело особую актуальность в связи с развитием новых технологий резки, перфорации, обработки материалов, а также при проектировании и создании энергетических установок и устройств, предназначенных для ликвидации последствий природных и техногенных катастроф, в том числе под водой. Возможность прогнозировать уровни тепловых потоков и значения касательных напряжений на поверхности материала и скорости его разрушения напрямую связана с анализом процессов, протекающих в пристенной области течения гетерогенной струи и в приповерхностном слое материала при их взаимодействии [1].

Известно [1, 2], что при высоких скоростях несущего газового потока наличие частиц даже при малой концентрации может приводить к разрушению материала. Это связано с тем, что достигающие поверхность частицы вносят существенный вклад в трение и теплообмен, взаимодействуя с материалом так же, как и молекулы газа – в режиме трения – скольжения [3]. Однако при определенных параметрах (температуре и скорости) газового потока не всегда наличие в нем частиц влияет на величину касательных напряжений на поверхности материала. Легкие частицы в силу малой инерционности могут не достигать поверхности. Следовательно, разрушение конструкционного материала под воздействием гетерогенного потока зависит от того, каковы размер и плотность материала частиц [1, 3].

Цель данной работы – установить диапазон размеров частиц из материалов различной плотности, при котором они взаимодействуют с пластиной, расположенной нормально к направлению скорости гетерогенной струи.

Постановка задачи

Задача о взаимодействии высокоскоростного высокотемпературного гетерогенного потока с поверхностью конструкционного материала сформулирована в сопряженной постановке [4]. Предполагалось, что в силу малой объемной концентрации частицы не влияют на режим течения газа и не взаимодействуют между собой [5]. В качестве условия разрушения принято равенство внешних касательных напряжений $\tau_g(y,t)$ и предела прочности материала $\sigma(T_s)$ при соответствующей температуре T_s:

$$\tau_g(y,t) = \sigma(T_s). \quad (1)$$

При постановке задачи приняты допущения:

1. Скорости частиц в пристенной области равны скорости газа. Известно, что при течении гетерогенных потоков, скорость частиц, как правило, меньше скорости газа [5], но частицы вследствие своей инерционности теряют скорость медленнее молекул газа, поэтому в пристенном слое скорость частиц близка к скорости газа.
2. Вкладом радиационной составляющей в теплообмен на поверхности пластины, подвергающейся воздействию высокотемпературной струи, можно пренебречь [6].
3. Возможные процессы плавления и окисления материала пластины активными компонентами газового потока не учитываются в рассматриваемом диапазоне температур (до 1000 K) [6].
4. Скорость гетерогенной струи дозвуковая, число Маха M<1.
5. Режим течения гетерогенного потока ламинарный.

Будем рассматривать гетерогенную струю как двухкомпонентный «псевдогаз» с эффективными характеристиками [3, 5]. С учетом высказанных предположений математически задача о натекании струи на преграду формулируется в сопряженной постановке в декартовой системе координат, связанной с начальным сечением струи.

Значения касательных напряжений $\tau_g(y,t)$ в (1) вдоль поверхности пластины определяются в соответствии с общей теорией вязких течений [7]:

$$\tau_g(y,t) = \mu_g \frac{\partial U(x,y,t)}{\partial \overline{n}},$$

где μ_g – эффективный коэффициент динамической вязкости гетерогенной струи; $\overline{n}$ – внешняя нормаль к поверхности; $U(x,y,z)$ – скорость струи. Область решения задачи представлена на рис. 1.

Приняты следующие обозначения: H – ширина пластины; L_s – расстояние от начального сечения струи до задней стенки пластины; l_g – длина начального сечения струи; L_g – расстояние от начального сечения струи до передней стенки пластины.

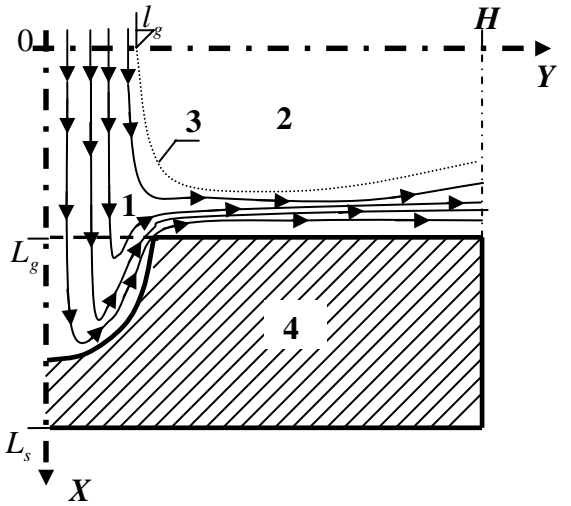


Рис. 1. *Область решения задачи: 1) струя; 2) внешняя среда; 3) граница струи; 4) пластина*

Математическая модель включает систему уравнений Навье-Стокса для сжимаемой жидкости и уравнение теплопроводности для пластины с соответствующими начальными и граничными условиями.

Уравнения:

- движения

$$\frac{\partial \rho_g u}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g u^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho_g uv}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_g \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_g \frac{\partial u}{\partial y}\right) - \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$\frac{\partial \rho_g v}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g uv}{\partial x} + \frac{\partial \rho_g v^2}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_g \frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_g \frac{\partial v}{\partial y}\right) - \frac{\partial p}{\partial y},$$

- неразрывности

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g u}{\partial x} + \frac{\partial \rho_g v}{\partial y} = 0,$$

- энергии

$$c_p\left(\frac{\partial \rho_g T_g}{\partial t} + \frac{\partial u \rho_g T_g}{\partial x} + \frac{\partial v \rho_g T_g}{\partial y}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial y}\right),$$

- состояния

$$p = \frac{\rho_g R T_g}{M_g}.$$

Начальные условия (t=0):

$$x = 0, \quad 0 \le y < l_g; \quad u(x,y) = U_з(y) = \text{const},$$

$$0 < x \le L_g, 0 < y \le H; \quad u(x,y) = 0,$$

$$0 \le x \le L_g, 0 < y \le H; \quad v(x,y) = 0,$$

$$x = 0, \quad 0 \le y < l_g; \quad T(x,y) = T_з = \text{const},$$

$$0 < x \le L_g, \quad 0 \le y \le H; \quad T(x,y) = T_e = \text{const}.$$

Граничные условия:

$$x = 0, \quad 0 \le y \le l_g; \quad u(x,y,t) = U_з = \text{const},$$

$$x = 0, \quad l_g < y \le H; \quad \frac{\partial u(x,y,t)}{\partial x} = 0,$$

$$x = L_g, \quad 0 \le y \le H; \quad u(x,y,t) = 0,$$

$$0 < x < L_g, \quad y = 0; \quad \frac{\partial u(x,y,t)}{\partial y} = 0,$$

$$0 < x < L_g, \quad y = H; \quad \frac{\partial u(x,y,t)}{\partial y} = 0,$$

$$x = 0, \quad 0 \le y \le l_g; \quad v(x,y,t) = 0,$$

$$x = 0, \quad l_g < y \le H; \quad \frac{\partial v(x,y,t)}{\partial x} = 0,$$

$$x = L_g, \quad 0 \le y \le H; \quad v(x,y,t) = 0,$$

$$0 < x < L_g, \quad y = 0; \quad \frac{\partial v(x,y,t)}{\partial y} = 0,$$

$$0 < x < L_g, \quad y = H; \quad \frac{\partial v(x,y,t)}{\partial y} = 0,$$

$$x = 0, \quad 0 \le y \le l_g; \quad T(x,y,t) = T_з,$$

$$x = 0, \quad l_g < y \le H; \quad \frac{\partial T(x,y,t)}{\partial x} = 0,$$

$$0 < x < L_g, \quad y = 0; \quad \frac{\partial T(x,y,t)}{\partial y} = 0,$$

$$0 < x < L_g, y = H; \quad \frac{\partial T(x,y,t)}{\partial y} = 0,$$

$$\xi(y), \quad 0 \le y \le H; \quad \eta(x), L_g \le x \le L_s:$$

$$u(\xi,\eta,t) = 0, \tag{2}$$

$$v(\xi,\eta,t) = 0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial T(\xi,0,t)}{\partial y} = 0. \tag{4}$$

Условие постоянства расхода газа

$$\int_0^{l_g} \rho U dy = \int_{l_g}^{\xi(y)} \rho U dy. \tag{5}$$

В ур. (2–5) V_{sx}, V_{sy} – проекции линейной скорости перемещения кратера, рис. 1, на оси координат, $\xi(y)$, $\eta(y)$ – текущие координаты поверхности кратера:

$$\xi(y) = L_g - \int_0^t V_{sy} dt,$$

$$\eta(x) = \int_0^t V_{sx} dt.$$

Условия сопряжения на нагреваемой поверхности пластины:

$$\lambda_s(T_s) \frac{\partial T_s(x,y,t)}{\partial x}\bigg|_{x=\xi(y)+0} = \lambda_g(T_g) \frac{\partial T_g(x,y,t)}{\partial x}\bigg|_{x=\xi(y)-0};$$

$$T_s(x,y,t)\big|_{x=\xi(y)} = T_g(x,y,t)\big|_{x=\xi(y)}.$$

Уравнение теплопроводности для пластины

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left[\lambda_s(T_s)\frac{\partial T_s}{\partial x}\right] + \frac{\partial}{\partial y}\left[\lambda_s(T_s)\frac{\partial T_s}{\partial y}\right]$$

с начальными и граничными условиями:

$$t = 0: T_s(x,y) = T_0 \equiv \text{const};$$

$$L_g \le x \le L_s, y = H:$$

$$\frac{\partial T_s(x,y,t)}{\partial y} = 0,$$

$$x = L_s, 0 \le y \le H:$$

$$\frac{\partial T_s(x,y,t)}{\partial y} = 0,$$

$$L_g \le x \le L_s, y = 0:$$

$$\frac{\partial T_s(x,y,t)}{\partial y} = 0.$$

Здесь: x, y – пространственные координаты; t – время; $u(x,y,t)$, $v(x,y,t)$ – проекции скорости струи на оси координат; $T(x,y,t)$ – температура; ρ – плотность; c – коэффициент удельной теплоемкости; λ – коэффициент теплопроводности; μ – коэффициент динамической вязкости; p – давление; M_g – молекулярная масса газа, $M_g = \dfrac{1}{\sum_{i=1}^{I} \dfrac{m_i}{M_i}}$, ($m_i$, M_i – массовая концентрация и молекулярная масса i-ой компоненты, I – число компонент, I=2, 1 – газовая фаза, 2 – конденсированная фаза). Индексы «g», «s» относятся к характеристикам струи и пластины соответственно. $U_з$ – заданная скорость по длине начального сечения струи; $T_з$ – заданная температура по длине начального сечения струи; T_e – температура окружающей среды.

Эффективные характеристики гетерогенной струи определяются как функции ϕ_i – объемных долей компонент:

$$\phi_i = \frac{C_i}{\rho_i \sum_{i=1}^{I} \dfrac{C_i}{\rho_i}}.$$

где C_i, ρ_i – массовая концентрация и истинная плотность i-ой компоненты соответственно. Тогда

$$\lambda_g = \sum_{j=1}^{I} \lambda_j \phi_j; \quad c_g = \sum_{j=1}^{I} c_j \phi_j; \quad \rho_g = \sum_{j=1}^{I} \rho_j \phi_j.$$

Коэффициент динамической вязкости определялся по формуле Томаса [8]:

$$\mu_g = \mu_1(1 + 2{,}5 \cdot \varphi_2).$$

Метод решения. Для численного решения поставленной задачи использовался метод контрольных объемов [9]. Одним из важных свойств метода контрольного объема является то, что в нем заложено точное интегральное сохранение таких величин, как масса, количество движения и энергия на любой группе контрольных объемов и, следовательно, на всей расчетной области. Это свойство проявляется при любом числе узловых точек, а не только в предельном случае очень большого их числа. Таким образом, даже решение на грубой сетке удовлетворяет точным интегральным балансовым соотношениям при разумном выборе сеточных параметров.

Алгоритм тестировался на известной классической задаче [10] – истечение струи из щели в безграничное пространство. Численное решение было получено на равномерной сетке при числе узловых точек по пространству 150×150. Отклонение численного решения от аналитического составило менее 4 %.

Результаты численных исследований

Численный анализ условий взаимодействия частиц с поверхностью пластины проводился на основании решения задачи о движении одиночной сферической частицы в поле скоростей газовой среды с учетом силы вязкого сопротивления и силы тяжести:

$$\frac{dV_p}{dt} = \frac{3\rho_g}{4\rho_p d_p} C_D \left|U - V_p\right| (U - V_p) + g,$$

скорости частицы и несущего потока при t=0 равны:

$$V_P(0) = U_3,$$

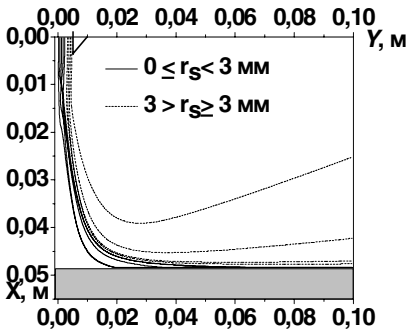
где V_p – скорость частицы; U – скорость несущего потока; U_3 – заданная скорость; ρ_g и ρ_p – плотности газа и частицы соответственно; g – ускорение силы тяжести; C_D – коэффициент сопротивления твердой сферической частицы.

В качестве конденсированной фазы в газовом потоке рассматривались частицы Ni-Al квазисферической формы, плотность ρ_p=7970 кг/м^3 [11, 12], диаметр частиц d_p варьировался в диапазоне 0,5...100 мкм. Поле скоростей газовой фазы рассчитывалось при начальных значениях параметров: p=1 атм, U_3=750 м/с, T_3=3000 К, T_e=T_0=T_s=300 К.

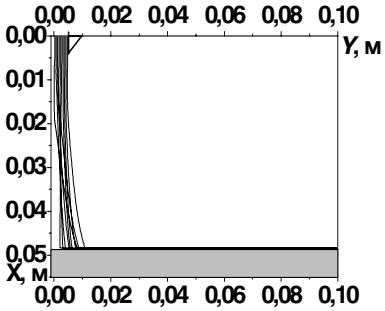
Численный анализ движения частиц рассматриваемых размеров позволяет выделить три характерные моды. Типичные траектории движения частиц каждой моды в зависимости от начального смещения относительно оси симметрии приведены на рис. 2.

Как показали расчеты, для наиболее мелкой фракции частиц (рис. 2, *а*) удаленность от оси симметрии начального сечения потока оказывает значительное влияние на условия взаимодействия с поверхностью материала. При смещении относительно оси симметрии более, чем на 3 мм, частицы d_p≤1 мкм не взаимодействуют с поверхностью материала, а уносятся газовым потоком. Более крупные частицы – мода – 2 (рис. 2, *б*) – взаимодействуют с поверхностью материала вне зависимости от удаленности частицы от оси симметрии потока, незначительно отклоняясь от нее. Для наиболее тяжелых частиц (мода – 3), как видно из рис. 2, *в*, характерны прямолинейные траектории движения, что свидетельствует о высокой инерционности таких частиц.

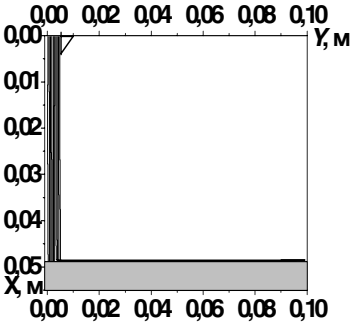
Полученные данные убедительно свидетельствуют о том, что частицы моды – 2 и моды – 3 взаимодействуют с поверхностью материала независимо от их начального смещения относительно оси симметрии нач льного сечения потока. Область взаимодействия с поверхностью материала в зависимости от диаметра частицы d_p и удаленности от оси симметрии r_s представлена на рис. 3.



а) d_p=0,5…6 мкм



б) d_p=6…60 мкм



в) d_p=60…100 мкм

Рис. 2. *Траектория движения одиночной сферической частицы Ni-Al в зависимости от начального смещения относительно оси симметрии*

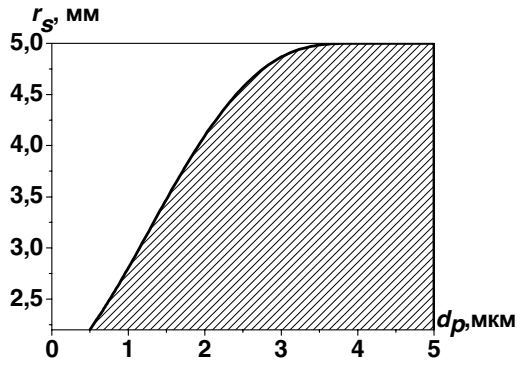


Рис. 3. *Область взаимодействия частиц с поверхностью*

С увеличением диаметра частицы пороговое значение приближается к значению радиуса начального сечения потока – все частицы будут взаимодействовать с поверхностью.

Полученные в данной работе результаты соответствуют диапазону изменения термодинамических параметров в условиях работы типичных устройств перфорации и резки конструкционных материалов [11]. Изменения скоростей движения частиц и плотностей материалов меняет условия их взаимодействия, но основные выделенные в работе закономерности выполняются и для других значений параметров. Приведенные результаты численного анализа соответствуют нижним границам размеров частиц для высокотемпературных технологий обработки материалов. При переходе к частицам более крупных размеров уменьшение скорости движения не оказывает существенного влияния на закономерности взаимодействия.

Заключение

Обобщая результаты численного анализа движения одиночной сферической частицы в поле скоростей установившегося течения высокотемпературной струи, можно сделать вывод о том, что для частиц Ni-Al, размеры которых $d_p \in (6...100)$ мкм, справедлива гипотеза о взаимодействии их с поверхностью материала в режиме трения – скольжения. Как видно из рис. 2, *б*, *в*, траекториями движения являются прямые. Это обусловлено тем, что все частицы взаимодействуют с поверхностью, причем протяженность области взаимодействия равна длине начального сечения струи. Следовательно, в пристенной области гетерогенной струи значение объемной концентрации существенно возрастает. С ростом объемной концентрации будет расти значение касательных напряжений и интенсифицироваться теплообмен. Показано, что при взаимодействии высокоскоростных гетерогенных потоков с материалами при температурах до 3000 K необходимо учитывать наличие частиц рассмотренного дисперсного состава в газовом потоке, т.к. они вносят значительный вклад в теплообмен и трение на поверхности.

Результаты исследования получены при поддержке ведомственной научной программы «Развитие научно-исследовательской работы молодых преподавателей и научных сотрудников, аспирантов и студентов» Министерства образования и науки РФ 2005 г., код проекта 15435.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васин А.В., Полежаев Ю.В. Унос массы при совместном эрозионном и тепловом воздействии двухфазного потока // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. – 1984. – № 1. – С. 120–126.
2. Панкратов Б.М., Полежаев Ю.В., Рудько А.К. Взаимодействие материалов с газовыми потоками. – М.: Машиностроение, 1976. – 224 с.
3. Кузнецов Г.В. Модель высокотемпературного разрушения материалов под действием гетерогенной струи с высокой концентрацией частиц // Всесибирские чтения по математике и механике: Матер. Междунар. конф. – Т. 2. – Томск: ТГУ, 1997. – С. 73–74.
4. Жарова И.К., Кузнецов Г.В., Маслов Е.А. Теплообмен при натекании гетерогенной плоской струи на пластину, расположенную нормально к направлению струи // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Матер. IV Всеросс. конф. – Томск: ТГУ, 2004. – С. 375–376.
5. Бусройд Р. Течение газа со взвешенными частицами. – М.: Мир, 1976. – 234 с.
6. Полежаев Ю.В., Михатулин Д.С. Эрозия поверхностей в гетерогенных потоках. Препринт №2-227. – М.: ИВТАН, 1989. – 67 с.
7. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1970. – 904 с.
8. Thomas D.G. Transport Characteristics of Suspension // J. Colloid Science. – 1965. – V. 20. – № 3. – P. 267–277.
9. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.
10. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1974. – 712 с.
11. Абалтусов В.Е., Жарова И.К., Пинкин В.Ф. Экспериментальные исследования тепломассообмена высокотемпературных гетерогенных струй с поверхностью // Теплофизика и аэромеханика. – 1995. – Т. 2. – № 4. – С. 379–383.
12. Абалтусов В.Е., Жарова И.К., Пинкин В.Ф. и др. Тепломассообмен на поверхности преграды при газотермическом нанесении покрытий // Теплофизика высоких температур. – 1992. – Т. 30. – № 6. – С. 1229–1232.