

**АЭРОДИНАМИКА И ТЕПЛОМАССОБМЕН
ФРОНТА ЛЕСНОГО ПОЖАРА С ПРИЗЕМНЫМ СЛОЕМ АТМОСФЕРЫ**

А. М. Гришин, А. Д. Грузин, Э. Э. Грузина

(Томск)

Вопрос о взаимодействии фронта лесного пожара с ветром в приземном слое атмосферы обсуждался в [1—6]. В [1] путем обработки результатов наблюдений течений, возникающих при реальных лесных пожарах, установлено, что существуют два типа течений: конвективная колонка и плюмаж. Получена формула, позволяющая определить тип течения, если известна скорость ветра и интенсивность пожара. В [2] методом суперпозиции функций тока теоретически получена картина линий тока при обтекании линейного источника тепла однородным потоком и найдена формула для идентификации типов течения, которая отличается от формулы [1].

В [3, 4] дается численный анализ течений над плоским источником тепла в приземном слое атмосферы в моменты времени, близкие к начальным, с использованием $K - \epsilon$ -модели турбулентности и упрощающего допущения о том, что в уравнении неразрывности $\partial \rho / \partial t = 0$. Установлено, что имеют место вихри как впереди фронта пожара (плоского источника тепла и массы), так и позади него.

В [5, 6] для математического описания течений в приземном слое атмосферы, возникающих при пожарах, использовалась модель турбулентности Прандтля и упрощенные уравнения Рейнольдса. Показано, что фронт пожара представляет собой своеобразную тепловую завесу [7].

В данной работе в результате численного решения строгих уравнений Рейнольдса на конкретном примере обосновано применение упрощенных уравнений, упомянутых выше. Определены типичные поля температур, скорости, плотности и давления в окрестности фронта пожара и тем самым доказано, что фронт пламени представляет собой своеобразную тепловую завесу. В результате численных расчетов подтверждено существование режимов конвективной колонки и плюмажа и получена кривая $\Gamma t = f(Q)$, разделяющая в плоскости параметров Γt и Q эти два режима. Показано, что критерий Байрама [1] лучше согласуется с данными численных расчетов для неустановившихся течений, а критерий Ю. А. Гостинцева [2] — с данными численных расчетов для установившихся течений.

1. Постановка задачи. В данной работе будут рассмотрены две задачи:

1) задача о формировании поля скоростей, температур и плотностей в приземном слое атмосферы при заданном ветре и характеристиках интенсивного низового пожара; 2) задача о формировании поля скорости, температуры и плотности в приземном слое атмосферы и пологе леса при заданном ветре и характеристиках верхового лесного пожара.

Обе задачи сводятся к решению следующих уравнений:

$$(1.1) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0;$$

$$(1.2) \quad \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{\rho u'^2}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{\rho u' w'});$$

$$(1.3) \quad \rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = - \frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} - (\rho - \rho_\infty) g + \\ + \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{\rho u' w'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{\rho w'^2});$$

$$(1.4) \quad \rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial x} (-\rho c_p \overline{u' T'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho c_p \overline{w' T'});$$

$$(1.5) \quad \rho T = \rho_\infty T_\infty, \quad \tilde{p} = p - p_\infty;$$

$$(1.6) \quad -\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_T \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho K \delta_{ij}, \quad i, j = 1, 2;$$

$$(1.7) \quad -\overline{\rho u_j T'} = \Gamma_T \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad \Gamma_T = \mu_T / \text{Pr}_T, \quad \text{Pr}_T = 1;$$

$$(1.8) \quad K = \frac{c_\mu}{c_1^{3/2}} l^2 \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \right. \\ \left. - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 - \frac{g}{T} \frac{\partial \theta}{\partial z} \text{Pr}_T^{-1} \right\}, \quad c_\mu = c_1 = 0,046;$$

$$(1.9) \quad \mu_T = \rho l^2 \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \right. \\ \left. - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 - \frac{g}{T} \frac{\partial \theta}{\partial z} \text{Pr}_T^{-1} \right\}^{1/2},$$

где t — время; x, z — координаты декартовой системы координат, связанной с подстилающей поверхностью и серединой фронта пожара; ρ — плотность; u, w — компоненты средней скорости; T — температура; p — давление; g — ускорение свободного падения; c_p — теплоемкость при постоянном давлении; l — длина пути перемешивания; K — кинетическая энергия турбулентности; μ_T — коэффициент динамической турбулентной вязкости; Pr_T — турбулентное число Прандтля; штрих сверху используется для обозначения пульсационных составляющих характеристик турбулентного течения; индексы t и ∞ используются для обозначения коэффициентов турбулентного переноса и характеристик невозмущенного течения.

При записи системы уравнений (1.1)–(1.7) использовалось обычное для теории турбулентности допущение о том, что пульсации плотности малы по сравнению с пульсациями компонент скоростей [8]. Кроме того, на основании асимптотических оценок в согласии с результатами [9] в уравнении состояния давление считалось равным давлению в невозмущенном потоке.

Уравнения (1.6), (1.7) представляют собой выражения для компонентов тензора турбулентных напряжений и турбулентного теплового потока. При их записи использовалась обобщенная теория Прандтля, которая следует из $K - \epsilon$ -модели турбулентности [10], в допущении, что скорость генерации энергии турбулентных пульсаций равна скорости ее диссипации.

При записи уравнений (1.1)–(1.4) в согласии с результатами [11] считалось, что объемная доля компонентов конденсированной фазы близка к нулю. Следует подчеркнуть также, что при пожарах изменяется состав среды, т. е., строго говоря, необходимо учитывать зависимость молекулярной массы M от концентраций компонентов [11]. Однако, как показывают оценки, молекулярная масса среды при пожарах мало изменяется и почти не отличается от молекулярной массы воздуха. Последнее объясняется тем, что массовая доля газообразных продуктов пиролиза и горения мала по сравнению с массовой концентрацией основных компонентов воздуха, причем значительную часть продуктов пиролиза составляет окись углерода, молекулярная масса которой близка к молекулярной массе воздуха. Учет же процессов индивидуального переноса сильно усложняет задачу, хотя согласно вышеизложенному основное влияние на течение в приземном слое атмосферы оказывает неизотермичность процесса распространения лесного пожара.

Будем моделировать фронт низового пожара поверхностным источником массы и энергии. Введем контрольный объем среды, включающий в себя фронт пожара. Тогда для задачи о тепло-и массопереносе в приземном слое атмосферы при низовых лесных пожарах начальные и граничные условия имеют вид

$$(1.10) \quad u = u_\infty(z), \quad w = 0, \quad T = T_\infty, \quad |x| \geq x_r, \quad z \geq z_0, \quad t = 0;$$

$$(1.11) \quad u = 0, \quad w = w_r, \quad T = T_r, \quad |x| \leq x_r, \quad z = z_0, \quad t \geq 0;$$

$$(1.12) \quad u|_{x=x-\infty} = u_\infty(z), \quad \frac{\partial w}{\partial x}|_{x=x-\infty} = 0, \quad T|_{x=x-\infty} = T_\infty, \quad t \geq 0;$$

$$(1.13) \quad \left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x=x_\infty} = 0, \quad \left. \frac{\partial w}{\partial x} \right|_{x=x_\infty} = 0, \quad \left. \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right|_{x=x_\infty} = 0, \quad t \geq 0;$$

$$(1.14) \quad \left. \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right|_{z=z_\infty} = 0, \quad \left. \frac{\partial w}{\partial z} \right|_{z=z_\infty} = 0, \quad \left. \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right|_{z=z_\infty} = 0, \quad t \geq 0,$$

где z_0 — высота уровня шероховатости; u_∞ и T_∞ определяются из обыкновенных дифференциальных уравнений, следующих из системы уравнений (1.1)—(1.8), при условии, что все члены под знаком $\partial/\partial t$ и $\partial/\partial x$ тождественно равны нулю; T_r и w_r — заданные постоянные, которые характеризуют энергетику фронта низового пожара.

При решении первой задачи считалось, что полог леса не оказывает существенного влияния на формирование течения в приземном слое над фронтом низового пожара. Такая постановка задачи ближе всего соответствует степному пожару, но в то же время пригодна и для низовых лесных пожаров в случае так называемых ажурных лесов [11, 12]. Длина пути перемешивания $l = \kappa z$, где $\kappa = 0,4$.

При решении второй задачи фронт верхового пожара моделировался зоной повышенных температур в пологе леса. Аэродинамическое сопротивление лесного массива не учитывалось, а структурные характеристики (высота деревьев и удельная поверхность фитомассы) учитывались через длину пути смешения, для которой использовались формулы Барра [12] при $z_0 < z < h$ и формула Прандтля ($l = 0,4 z$) при $z \geq h$, причем постоянные в формуле Барра выбирались так, чтобы при $z = h$ оба значения l совпадали. Температура во фронте пожара и ширина фронта задавались. Поэтому граничные и начальные условия для второй задачи сохраняют тот же вид (1.10)—(1.14), но в области

$$(1.15) \quad \{ |x| \leq x_r, z_0 < z < h \}, \quad T = T_r,$$

где h — высота верхней границы полога леса.

§ Следует подчеркнуть, что в реальных условиях фронт пожара распространяется с некоторой скоростью ω . Поэтому математическая постановка задачи о теплообмене в приземном слое атмосферы, с одной стороны, справедлива для достаточно малых моментов времени, когда ω близко к нулю, а с другой — для достаточно больших значений времени, когда $\omega = \text{const}$. В последнем случае следует считать, что система координат перемещается вместе с фронтом со скоростью $\omega = \text{const}$.

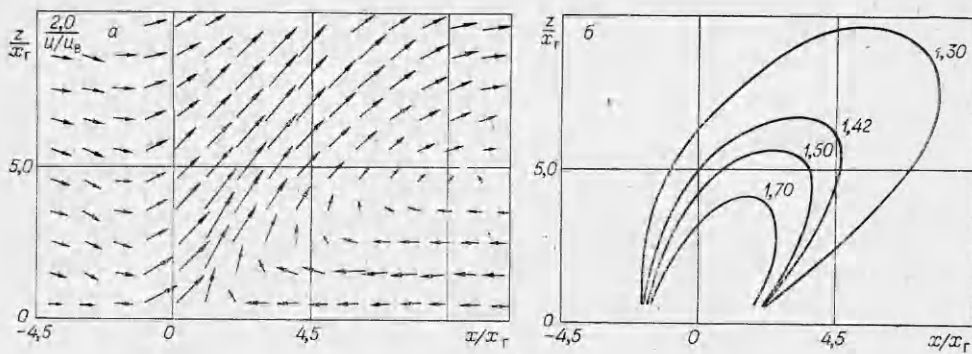
2. Метод решения задачи и тестовые проверки программы. Характерной особенностью рассматриваемой задачи является то обстоятельство, что газ можно считать динамически несжимаемым [9]. Однако в силу существенной неизотермичности процесса нельзя пренебрегать зависимостью плотности газа от температуры.

Для решения задачи применялся модифицированный в [13] ИСЕ-метод с той разницей, что при нахождении поля давления зависимостью плотности от давления пренебрегалось.

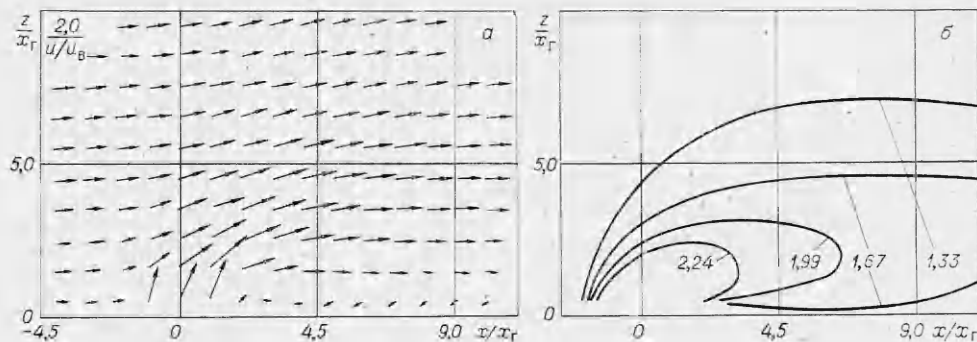
Тестирование программы было осуществлено путем решения с ее помощью известной задачи о естественной конвекции в замкнутой области и сравнением результатов с результатами работы [14]. Эти результаты были повторены с точностью до графиков, приведенных в [14], чтошний раз подтверждает правомерность допущения о независимости плотности от давления в случае малых чисел Маха. В [14] использовались полные уравнения Навье — Стокса для сжимаемого газа.

Описанный текст не затрагивал той части программы, которая связана с расчетом турбулентных характеристик, поскольку коэффициенты переноса предполагались при этом постоянными, а также с реализацией граничных условий, характерных для открытых границ. В связи с этим был проведен следующий тест.

В отсутствие пожара в горизонтально-однородных условиях система уравнений (1.10)—(1.14) допускает аналитическое решение для сформулированных граничных условий и применяемых формул для длины пути



Фиг. 1



Фиг. 2

смещения. Это аналитическое решение дает логарифмическую зависимость скорости ветра от высоты. Расчеты по программе для различных начальных условий при установлении отличались от указанного аналитического решения не более чем на 2,5%.

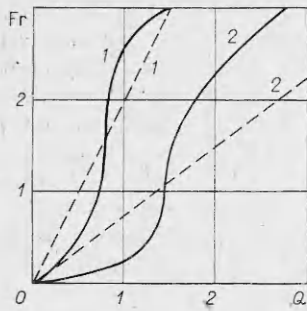
Проведенные тестовые проверки убеждают в достоверности получаемых по настоящей программе результатов.

3. Результаты численного решения первой задачи и их анализ. При помощи методики, изложенной выше, была проведена серия расчетов для различных значений скорости ветра, температуры во фронте пожара, скорости вдува нагретых продуктов сгорания и ширины фронта пожара $2x_r$.

На фиг. 1, а, б приведены поле скоростей и изотермы для установившегося течения в приземном слое атмосферы при логарифмическом профиле скорости ветра*, скорости вдува $w_r = 2,56$ м/с, $T_r = 1200$ К, $T_\infty = 300$ К, $x_r = 3$ м. Видно, что с подветренной стороны фронта пожара образуется крупный вихрь, который осуществляет подсос воздуха к фронту пожара. Вблизи фронта пожара с наветренной стороны линии тока искривляются, а величина скорости над фронтом пожара примерно в 1,5 раза больше скорости ветра в невозмущенном потоке, т. е. скорость ветра во фронте пожара увеличивается. На фиг. 1, б изображены изотермы для данного случая, из анализа которых следует, что факел температуры почти вертикален. Поэтому в данном случае можно говорить о течении типа конвективной колонки. В дальнейшем конвективной колонкой будем считать течение с вихрем на подветренной стороне фронта пожара.

Другой тип течения в зоне пожара возникает с ростом скорости ветра. На фиг. 2, а, б изображены поле скоростей и изотермы при $u|_{z=h} = 5,43$ м/с, $w_r = 18,1$ м/с, $T_r = 1200$ К, $x_r = 3$ м, $T_\infty = 300$ К. Видно,

* Постоянная в соответствующей формуле выбиралась так, что скорость при $z = 10$ м равна 1,91 м/с.



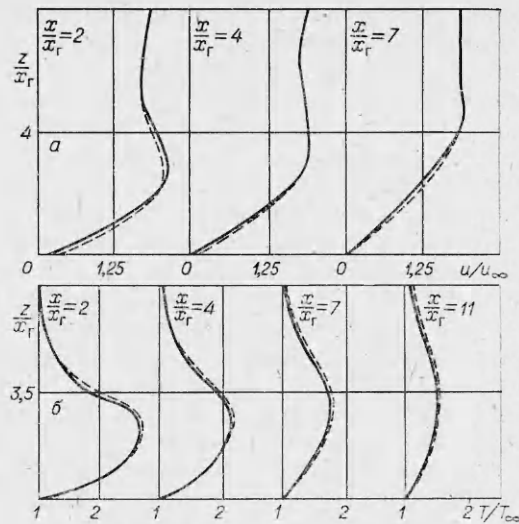
Фиг. 3

что в этом случае вдали от фронта пожара линии тока и изотермы почти параллельны подстилающей поверхности. Согласно [1, 2], такой режим течения называется плюмажем. Этот тип течения характерен тем, что вихрь с подветренной стороны фронта отсутствует и вблизи подстилающей поверхности реализуется струйный пограничный слой. Как показали расчеты, тепловой поток на подстилающей поверхности меняет знак. Последнее объясняется тем, что нагретый газ над фронтом пожара переносится быстрее, чем в пологом леса, так как скорость ветра над пологом больше, чем внутри него. Поэтому перед фронтом пожара температура в приземном слое атмосферы выше, чем в пологом леса, тепло из приземного слоя передается в полог леса, а за фронтом пожара и над ним тепло из полога леса передается в приземный слой атмосферы. Этот факт, а также картина линий тока и изотерм, доказывают, что фронт лесного пожара можно рассматривать как своеобразную тепловую завесу [7]. Это заключение открывает возможность построения аналитической теории лесных пожаров, так как в рамках теории тепловой завесы получены аналитические формулы [15, 16], позволяющие оценивать характеристики тепло- и массообмена фронта с окружающей средой.

В результате анализа многочисленных математических экспериментов с помощью теории размерности было установлено, что тип течения в приземном слое атмосферы над фронтом пожара определяется числом Фруда $Fr = u_\infty^2 / gl$, где $l = x_r$ — полуширина фронта пожара, и критерием комплексного типа $Q = w_r / u_\infty (1 - T_\infty / T_r)$. В плоскости этих параметров можно определить кривую $Fr = f(Q)$, выше которой точки соответствуют течению типа плюмажа, а ниже — течению типа колонки. На фиг. 3 представлены эти кривые для неустановившегося (кривая 1) и установившегося (кривая 2) течений в приземном слое атмосферы. Штриховые прямые 1 и 2 соответствуют результатам Байрама и Ю. А. Гостинцева. Из анализа кривых, представленных на фиг. 3, следует, что критерий Байрама удовлетворительно предсказывает типы течений в приземном слое атмосферы для малых по сравнению со временем пожара моментов времени, а критерий Ю. А. Гостинцева — для моментов времени, сравнимых с временем перестройки течения в приземном слое атмосферы.

4. Результаты численного решения второй задачи и их анализ. В [5, 6] для описания течений в приземном слое атмосферы использовались существенно более простые, чем (1.1)–(1.5), уравнения, которые близки по форме к уравнениям пограничного слоя. Представляет интерес оценка точности этих уравнений для математического описания течений в приземном слое атмосферы при верховых лесных пожарах.

На фиг. 4, а, б представлены профили скорости и температуры в приземном слое атмосферы для различных расстояний от фронта пожара при $u|_{z=h} = 5$ м/с, $T_r = 900$ К, $x_r = 3$ м, $w_r = 0$. Сплошными кривыми



Фиг. 4

показаны результаты численного решения системы (1.4)—(1.5), соответствующие установившемуся течению, а штриховыми — системы уравнений пограничного слоя. Видно, что сплошные и штриховые кривые близки друг к другу. Как показали расчеты, погрешность в определении профилей скоростей и температур при использовании уравнений пограничного слоя не превосходит 5 и 2% соответственно, если $1,5 \text{ м/с} \leq u_{\infty} \leq 8 \text{ м/с}$, $900 \text{ К} \leq T_r \leq 1200 \text{ К}$, $1 \text{ м} \leq x_r \leq 4 \text{ м}$, $0 \leq w_r \leq 2 \text{ м/с}$. Диапазоны изменения этих параметров соответствуют течениям, возникающим при реальных верховых пожарах. Таким образом, для описания течения в приземном слое атмосферы при верховых лесных пожарах можно использовать уравнения типа пограничного слоя [5, 6].

Анализ профилей температуры показывает, что профиль температуры имеет максимум внутри приземного слоя, что характерно для струйного пограничного слоя, возникающего в окрестности тепловой завесы [7]. Следовательно, фронт верхового пожара представляет собой своеобразную тепловую завесу. Поскольку теория тепловой завесы достаточно хорошо развита [7, 15, 16], полученный результат позволяет аналитически оценить характеристики тепло- и массообмена фронта верхового пожара с окружающей средой. Последнее, в свою очередь, позволяет существенно упростить постановку задачи о распространении верховых лесных пожаров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вугам G. M. Scaling laws for modeling mass fires.—Pyrodynamics, 1966, vol. 4, № 3.
2. Гостинцев Ю. А., Суханов Л. А. Аэродинамика среды при больших пожарах. Линейный пожар. Препринт ИХФ АН СССР. Черноголовка, 1977.
3. Luti F. Makau. Transient flow development due to a strong heat source in the atmosphere. Pt 1. Uniform temperature source.— Combust. Sci and Technol., 1980, vol. 23, N 3—4.
4. Luti F. Makau. Some characteristics of a two-dimensional starting mass fire with cross flow.— Combust. Sci and Technol., 1981, vol. 23, N 1-2.
5. Гришин А. М., Грузин А. Д., Капустин В. А. Смешанная конвекция над нагретой поверхностью при наличии вдува.— ПМТФ, 1980, № 4.
6. Гришин А. М., Грузин А. Д. Конвективный тепло-массообмен и закономерности распространения горящих частиц в приземном слое атмосферы при верховых лесных пожарах.— ДАН СССР, 1980, т. 253, № 3.
7. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972.
8. Лапин Ю. В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1970.
9. Никулин Д. А., Стрелец М. Х. О возможности автоколебательных решений нестационарных задач смешанной конвекции в газовых смесях.— ДАН СССР, 1981, т. 260, № 4.
10. Launder B. E. and Spalding D. V. The numerical computation of turbulent flows.— Computer Methods in Appl. Mech. and Engng, 1974, vol. 3, p. 269.
11. Гришин А. М. Математические модели лесных пожаров. Томск: ТГУ, 1981.
12. Дубов А. С., Быкова Л. П., Марунин С. В. Турбулентность в растительном покрове. Л.: Гидрометеоздат, 1978.
13. Ривард У., Батлер Т., Фармер О. Нестационарные турбулентные течения химически реагирующих газовых смесей.— В кн.: Численное решение задач гидромеханики. М.: Мир, 1977.
14. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Численный метод исследования нестационарных пространственных движений сжимаемого газа.— ИФЖ, 1980, т. 38, № 3.
15. Гришин А. М., Зверев В. Г. Воспламенение полога леса и расчет ширины противопожарных заслонов.— ФГВ, 1982, № 4.
16. Волчков Э. П., Терехов В. И. Турбулентный тепло-массообмен в пограничном слое при наличии химических реакций.— В кн.: Процессы переноса в высокотемпературных и химически реагирующих потоках. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1982.

Поступила 15/VII 1983 г.