

УДК 629.7.018.023:620.193.1+629.7.067

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕПЛОЭРОЗИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ДВУХФАЗНЫХ СРЕД

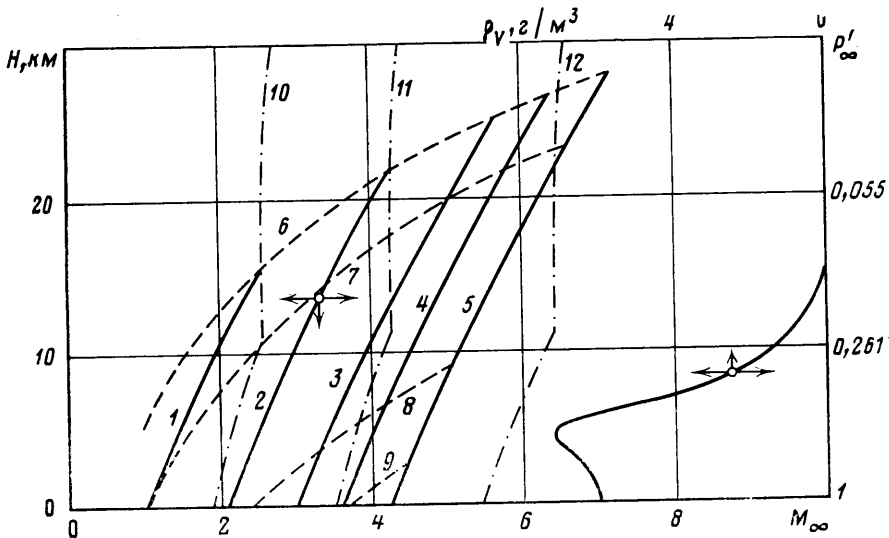
МИХАТУЛИН Д. С., ПОЛЕЖАЕВ Ю. В.

Рассматривается процесс воздействия сверхзвукового двухфазного потока на поверхность твердого тела. Анализируются различные методы моделирования концентрации частиц, скоростного напора, температурной и скоростной неравновесностей фаз при исследовании теплоэрозионного воздействия атмосферных образований в газодинамических установках.

Сверхзвуковой полет тела в атмосфере связан с тепловым и силовым воздействиями на его поверхность набегающего потока, а также с эрозией поверхности под действием мельчайших конденсированных частиц, входящих в атмосферные образования. В настоящее время опубликовано большое число монографий, посвященных различным аспектам механики двухфазных сред, включая процессы взаимодействия их с поверхностью обтекаемого тела [1–5]. Однако, как правило, в этих работах не учитывается совместное влияние теплового и эрозионного воздействий, хотя известно, что эрозионная стойкость различных материалов может резко уменьшаться при повышении температуры. Объяснение всей совокупности сложных эффектов в таких процессах требует разработки специальных методов экспериментальных исследований и создания установок, моделирующих движение тела в атмосферных образованиях.

На фиг. 1 представлены диапазоны скоростей воздушного потока (чисел Маха M_∞) и статических давлений P_∞ , которые можно воспроизвести в газодинамической трубе. Сплошные наклонные линии соответствуют зависимости статического давления в рабочей части трубы $P_\infty' = P_\infty / P_{H=0}$ от числа Маха при заданном полном давлении P_{00} , МПа (кривая 1 – $P_{00} = 0,2$; 2 – 1; 3 – 4; 4 – 10; 5 – 20). Ограничение диапазона моделируемых давлений P_∞ сверху обусловлено условиями торможения газа в диффузоре газодинамической трубы и соответственно возможностями использования каких-либо откачивающих систем. Для сравнения на фиг. 1 нанесена сетка кривых с вариацией давления торможения за прямым скачком P_0' , МПа (кривая 6 – $P_0' = 0,1$; 7 – 0,2; 8 – 1; 9 – 2). Сопоставляя статическое давление в трубе с распределением давления в стандартной атмосфере, нетрудно получить диапазон моделируемых высот H , а следовательно, оценить возможности имитации движения тела в атмосферных образованиях. И наконец, серия штрихпунктирных кривых соответствует зависимости полной температуры T_{00} от числа Маха M_∞ при заданных для каждой высоты значениях статической температуры $T_\infty(H)$, К (кривая 10 – $T_{00} = 500$; 11 – 1000; 12 – 1700). Зависимость $T_\infty(H)$ также соответствует распределению температуры в стандартной атмосфере, что и определяет характерные изломы кривых 10–12 на высотах $H \approx 11$ и 25 км.

В качестве распределения пространственной плотности конденсированных частиц ρ_v по толщине атмосферы принят один из типичных профилей [6]. Как видно, ограничение сверху диапазона моделируемых высот условием, что давление заторможенного газа за прямым скачком P_0' должно быть не меньше 0,1 МПа, не принципиально, поскольку область моде-

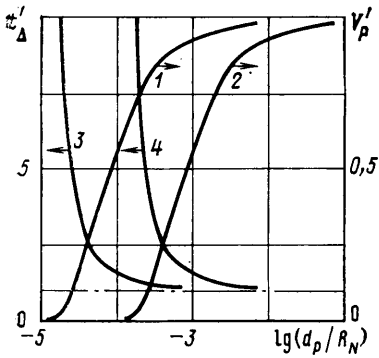


Фиг. 1

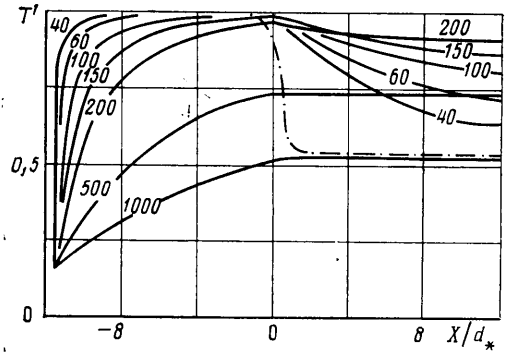
лирования при больших числах Маха почти полностью перекрывает интервал высот существования атмосферных образований. Это позволяет внедрить в практику экспериментальных исследований особый вид газодинамических труб с открытой рабочей частью, использующих сильно недорасширенные струи газа. Согласно [7], течение в первой «бочке» такой струи имеет все особенности истечения газа в вакуум, в том числе и значительное изменение статического давления (ниже атмосферного). Восстановление давления происходит в висячих скачках и замыкающем диске Маха, что позволяет отказаться от использования диффузора или каких-либо откачивающих систем, работоспособность которых в высокотемпературных двухфазных потоках вызывает сомнение.

В условиях сильноградиентного потока несущей фазы (газа) в сопле газодинамической установки движение конденсированных частиц отличается скоростной и температурной неравносностью [5]. Это приводит к интенсивному разрушению жидких частиц за счет силовых и тепловых нагрузок со стороны несущей фазы. В связи с этим моделирование атмосферных образований в газодинамических установках возможно лишь по массогабаритным параметрам частиц, а не по их фазовому состоянию. Учитывая высокий уровень температур T_{∞} в форкамере трубы, превышающий при $M_{\infty} > 6$ температуру плавления, испарения или горения большинства реальных веществ, можно принять в качестве правой границы области моделирования на фиг. 1 кривую 12. Известны попытки моделировать капли воды с помощью частиц стекла, графита, полиэтилена, окиси алюминия и т. п. В данной работе в качестве модельного вещества выбрана окись алюминия, исходя из ее распространенности в технике и сравнительно высокой температуры плавления (≈ 2300 К).

Получение еще более высоких чисел Маха ($M_{\infty} > 7$) представляет серьезные технические трудности, однако некоторые дополнительные возможности открываются при анализе физических закономерностей эрозивного разрушения и сильно недорасширенных струйных потоков. Изображенные на фиг. 1 линии постоянных температур T_{∞} (кривые 10–12) позволяют оценить требуемый уровень нагрева газа. При больших числах Маха из всех возможных источников нагрева газа предпочтение следует отдать использованию химической энергии горения. Известное различие окислительного потенциала продуктов сгорания и воздуха можно учесть с помощью методов расчета, изложенных, например, в [8].



Фиг. 2



Фиг. 3

Серьезной проблемой является учет скоростной и температурной неравновесности двухфазных потоков [5]. Мелкие частицы, находящиеся в набегающем на тело газовом потоке, интенсивно тормозятся за фронтом ударной волны и изменяют направление своего движения. Допустим, что частицы имеют сферическую форму с диаметром d_p . Уравнение движения таких частиц имеет вид [5]

$$m_p \frac{dV_p}{dt} = -C_x S_p \frac{\rho_1 (V - V_p)}{2} |V - V_p| \quad (1)$$

Отношение массы частицы m_p к площади ее миделевого сечения S_p равно $\frac{2}{3} \rho_p d_p$. Чтобы получить удобную для анализа форму представления результатов, ограничимся рассмотрением окрестности критической точки затупленного тела радиусом R_N , обтекаемого потоком с высоким значением числа Маха. Расчеты показывают, что скорость частиц диаметром $d_p > 10$ мкм за ударной волной существенно превышает скорость газа, поэтому последней можно пренебречь. Отход ударной волны Δ от поверхности полусферического затупления можно оценить из соотношения [9] $\Delta/R_N \approx 0,8 \rho_\infty / \rho_1$, причем плотность газа за ударной волной ρ_1 в окрестности критической точки слабо отличается от плотности заторможенного потока и может быть принята постоянной. С учетом сделанных допущений из уравнения движения частиц (1) получим соотношение для скорости их соударения с телом V_{PW}

$$V_p' = V_{PW} / V_{P\infty} = e^{-0,6\kappa}$$

где $\kappa = C_x \rho_\infty R_N / \rho_p d_p$, которое графически представлено на фиг. 2 для $C_x = 1$ и двух значений отношения $\rho_\infty / \rho_p = 10^{-4}$ и 10^{-3} (кривые 1 и 2). Соответственно время пребывания частиц за ударной волной до момента их соударения с телом описывается формулой

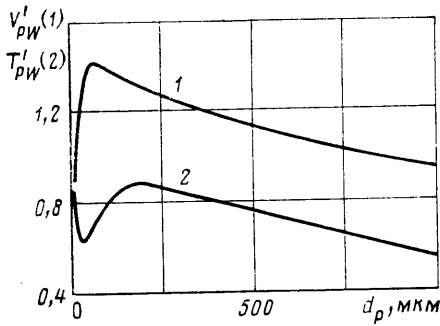
$$t_\Delta = \int_0^\Delta \frac{dx}{V_p} \approx \frac{1,7\Delta}{\kappa V_{P\infty}} (e^{0,6\kappa} - 1)$$

Для тех же условий зависимость безразмерного времени пролета частиц $t'_\Delta = t_\Delta V_{P\infty} / \Delta$ от их диаметра изображена на фиг. 2 (кривые 3 и 4).

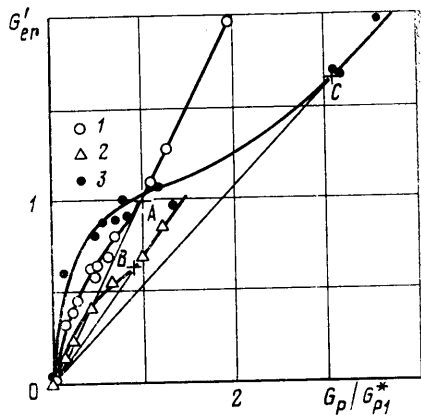
Обращает на себя внимание существование довольно четкой границы между частицами, которые практически не тормозятся в сжатом перед телом слое газа, и теми, которые резко теряют свою скорость и соответственно успевают получить значительное количество тепла от высокотемпературного газа. В этом смысле безразмерный комплекс κ является определяющим параметром при оценке скоростной и температурной неравновесности двухфазного потока, обтекающего тело.

Рассмотрим далее условия движения мелких твердых частиц в разгонном тракте газодинамической установки. И здесь скоростная и температурная неравновесности двухфазного потока играют существенную роль. Для примера на фиг. 3 представлен вариант численного расчета изменения безразмерной температуры частиц $T_p' = T_p / T_{00}$ вдоль разгонного участка (d_* — диаметр критического сечения сопла). Цифры на кривых соответствуют диаметрам частиц в микронах. Для сравнения штрихпунктиром нанесены данные об изменении температуры газа $T_g' = T_g / T_{00}$. Геометрия разгонного участка и параметры газа в форкамере соответствуют [10]. Как видно из фиг. 3, в звуковой части сопла частицы диаметром $d_p < 200$ мкм успевают нагреться до температуры газа в форкамере T_{00} , однако в сверхзвуковом расстробе охлаждение их происходит по-разному. Лишь очень мелкие частицы теряют значительную часть своей внутренней энергии, тогда как частицы диаметром $d_p > 100$ мкм охлаждаются слабо.

На фиг. 4 представлены расчетные значения скорости $V_{PW}' = V_{PW} / V_*$ и тем-



Фиг. 4



Фиг. 5

пературы $T_{PW}' = T_{PW}/T_{00}$ (кривые 1 и 2) частиц непосредственно в момент соударения с моделью; V_* — скорость газа в критическом сечении сопла. За счет торможения за ударной волной перед обтекаемой моделью частицы диаметром $d_p < 50$ мкм не только теряют значительную часть своей скорости, но и нагреваются до температур, соизмеримых с температурой газа в форкамере газодинамической установки.

Варьируя диаметр частиц при постоянных параметрах газа в форкамере, можно в широких пределах изменять условия эрозионного воздействия частиц на модель. Однако необходимо учесть, что перегрев частиц выше некоторой характерной температуры может привести к потере прочности и их дроблению при случайных столкновениях, что внесет неопределенность в их фракционный состав в реальную скорость соударения с моделью. С этой точки зрения в дальнейшем предпочтение отдано частицам с характерным диаметром $d_p \approx 50$ мкм, поскольку они обеспечивают наиболее высокое значение скорости соударения и относительно низкую собственную температуру (см. фиг. 4).

Тем не менее необходимо затронуть вопрос о возможностях моделирования еще более высоких скоростей соударения. Достижение чисел Маха свыше 7, как видно из фиг. 1, требует температуры нагрева газа в форкамере газодинамической установки свыше 1700 К, а это в свою очередь приводит к существенной потере прочности частицами из большинства известных тугоплавких окислов. Поэтому прямая имитация таких условий полета едва ли возможна.

Пусть V_p^* — пороговое значение скорости, выше которого наблюдается [11] прямая пропорциональность между интенсивностью эрозионного разрушения $G' = G_{er}/G_p$ и кинетической энергией выпадающих частиц. При этом $V_p^* \approx 200$ м/с для полимерных и композиционных материалов и $V_p^* \approx 400-600$ м/с для металлов. Из анализа физических закономерностей эрозионного разрушения следует [11], что при скорости соударения $V_{PW} > V_p^*$ механизм взаимодействия проявляет определенную автомодельность по скорости; в частности, эффективная энтальпия эрозионного разрушения H_{er} остается постоянной

$$H_{er} = V_{PW}^2 / 2G' = \text{const} \quad (2)$$

Поэтому недостаточная скорость соударения и, следовательно, скорость эрозионного разрушения могут быть компенсированы за счет некоторого увеличения плотности потока падающих частиц G_p . Конечно, при этом необходимо учитывать, что при больших концентрациях частиц может наступить экранирование за счет отражения падающих частиц рикошетирующими и выбитыми из самой модели осколками.

Конвективный тепловой поток q_w при обтекании затупленного тела высокоскоростным газом, как известно [9], пропорционален температу-

ре T_0' (энтальпии I_0') и давлению P_0' заторможенного потока. Все эти параметры сильно изменяются с ростом числа Маха. Тем не менее само распределение тепловых и силовых нагрузок вдоль поверхности тела при турбулентном режиме обтекания автомодельно уже при числах $M_\infty > 4$. Это позволяет, создавая избыточный уровень давления P_{00} в форкамере при умеренных числах Маха на срезе сопла, получить в недорасширенной струе весь требуемый диапазон давлений торможения P_0' и соответственно изменять уровень конвективного теплового потока в заданных пределах.

Подводя итог, можно сделать следующий вывод. Несмотря на ограниченность диапазона имитации некоторых параметров в тепловых двухфазных газодинамических установках с открытой рабочей частью, они позволяют за счет изменения концентрации подаваемых частиц и давления торможения в истекающей струе моделировать широкий диапазон условий полета тела в атмосферных образованиях. При этом под моделированием понимается прежде всего воспроизведение уровней теплового, силового и эрозионного воздействий на тело со стороны набегающего двухфазного потока.

Методика экспериментальных исследований теплоэрозионного взаимодействия основана на разделении конвективного теплового и механического (эрозионного) воздействий. Такое разделение достигается за счет последовательного изменения концентрации частиц в набегающем двухфазном потоке при сохранении постоянными температуры и давления торможения газового потока. На фиг. 5 представлены типичные результаты таких экспериментов [12]. Результаты испытания материалов двух классов (1 — стеклопластик, 2 — графит) соответствуют одному и тому же давлению торможения P_0' , а следовательно, и уровню теплового воздействия q_w . На кривых 1 и 3, напротив, приведены результаты испытаний одного материала — стеклопластика, но при двух уровнях давления торможения, отличающихся в 2,5 раза ($1 - P_0'/P_{00} \approx 0,175$; $3 - 0,4$).

Обращает на себя внимание тот факт, что, начиная с некоторого значения плотности потока массы частиц $G_p > G_p^*$, скорость уноса массы $G_{er}' = G_{er}/G_{er1}^*$ оказывается прямо пропорциональной $G_p' = G_p/G_{p1}^*$. В то же время при меньших значениях $G_p < G_p^*$ зависимость эта нелинейна. Точками $A(G_{p1}^*, G_{er1}^*)$, $B(G_{p2}^*, G_{er2}^*)$ и $C(G_{p3}^*, G_{er3}^*)$ обозначены границы этих областей. Такой характер указывает на сильное влияние теплового режима модели на ее эрозионную стойкость.

В соответствии с теоретической схемой [13] существуют четыре характерных параметра совместного теплоэрозионного механизма разрушения материалов в двухфазном потоке: δ_{er} — глубина слоя материала, уносимого частицей при ударе; τ_{er} — интервал времени между последовательными ударами частиц; δ_T — квазистационарная глубина прогретого слоя; τ_T — время достижения на поверхности тела характерного значения температуры. В качестве этого характерного значения температуры T_d можно принять либо температуру теплохимического разрушения T_T , либо пороговое значение среднеинтегральной температуры поверхностного слоя T_S^* [12], выше которого начинает существенно изменяться эффективная энтальпия эрозионного разрушения.

Если $\delta_{er} > \delta_T$ и $\tau_{er} < \tau_T$, то влияние конвективного теплового воздействия на эрозионное разрушение материала пренебрежимо мало, а точнее, скорость уноса массы $G_2 \approx G_{er}$ можно подсчитать по соотношению (2). Пользуясь приближенными оценками [12, 13] для δ_{er} , τ_{er} , δ_T и τ_T , можно получить серию неравенств для выявления параметров, от которых зависит положение этой границы между теплоэрозионным и эрозионным механизмами разрушения материала.

Рассмотрим два возможных варианта. Пусть вначале уровень теплового

потока q_w таков, что при отсутствии частиц ($G_p=0$) материал модели не испытывает значительного теплохимического разрушения $G_T \approx 0$. Тогда квазистационарный режим прогрева возможен лишь при наличии эрозионного разрушения со скоростью $G_z \approx G_{er}$, а для глубины прогрева имеем оценку

$$\delta_T \approx a/V_w \geq \lambda/cG_{er}$$

Время достижения характерного значения температуры поверхности T_d (в качестве которой можно принять T_s^*) оценивается по формуле

$$\tau_T \approx \lambda \rho c (T_d - T_0)^2 / q_w^2$$

Глубина унесенного слоя материала δ_{er} находится из условия

$$\delta_{er} \geq G_{er} \tau_{er} / \rho$$

В этих выражениях λ , ρ , c и a — теплофизические характеристики материала внешнего покрытия обтекаемого тела; T_0 — начальная температура; V_w — линейная скорость разрушения. Условие прекращения влияния теплового потока на эрозионное разрушение в этом случае равносильно

$$G_{er} > G_{er}^* > q_w / c (T_d - T_0) \quad (3)$$

Другой вариант соответствует появлению существенного теплохимического уноса массы в «чистом» потоке: $G_0 = G_T \neq 0$ и $G_z = G_T + G_{er}$. Квазистационарное значение глубины прогрева в этом случае сопоставимо с интенсивностью теплохимического уноса

$$\delta_T \geq \lambda / c G_T$$

причем само значение G_T можно приближенно оценить по величине теплового потока q_w , если задать эффективную энтальпию теплохимического разрушения I_{ef} [8]: $G_T \approx q_w / I_{ef}$. Используя последовательно те же неравенства, получаем

$$G_{er} > G_{er}^* > G_T \left[\frac{I_{ef}}{c(T_d - T_0)} \right]^2 = \frac{I_{ef}}{c(T_d - T_0)} \frac{q_w}{c(T_d - T_0)} \quad (4)$$

где T_d — температура поверхности при теплохимическом разрушении T_T . Обычно $I_{ef} > c(T_d - T_0)$ за счет эффектов дополнительного теплопоглощения при испарении или физико-химических превращениях материала, а также эффекта вдува. Однако при интенсивном механическом воздействии частиц отличие I_{ef} от $c(T_d - T_0)$ вряд ли может быть существенным. Таким образом, выражения (3) и (4) имеют подобную структуру и достаточно близкие численные значения (если только T_d в обоих случаях считать одинаковыми).

При изменении давления торможения P_0' от P_{01}' до P_{03}' в соответствии с кривыми 1 и 3 на фиг. 5 получаем

$$\frac{G_{P1}^*}{G_{P3}^*} = \frac{G_{er1}}{G_{er3}} \frac{G_3'}{G_1'}$$

Здесь $G' = G_{er} / G_p$ — безразмерная скорость эрозионного разрушения, связанная с наклоном прямых. При турбулентном режиме течения в пограничном слое конвективный тепловой поток $q_w \sim (P_0')^{0,8}$, поэтому уровень теплового воздействия при переходе от режима 1 к режиму 3 изменяется в ~ 2 раза. За счет падения скорости соударения V_{PW} при испытаниях в режиме 3 безразмерные скорости эрозионного разрушения G_1' и G_3' также различаются в $\sim 1,7$ раза. В результате для порогового значения плотности потока массы частиц имеем оценку $G_{P3}^* \approx 3,5 G_{P1}^*$, которая качественно подтверждается экспериментальными данными.

Напротив, результаты, представленные на фиг. 5 (кривые 1 и 2), получены при постоянстве P_0' и, следовательно, q_w . Поэтому близость G_{P1}^*

к G_{p2}^* можно объяснить близостью пороговых значений температур T_s^* у графита и у стеклопластика (с точностью до различия в величине G' для этих двух материалов) [12].

ЛИТЕРАТУРА

1. Панкратов Б. М., Полежаев Ю. В., Рудько А. К. Взаимодействие материалов с газовыми потоками. М.: Машиностроение, 1976. 224 с.
2. Перельман Р. Г. Эрозионная прочность деталей двигателей и энергоустановок летательных аппаратов М.: Машиностроение, 1980. 245 с.
3. Спринджер Дж. С. Эрозия при воздействии капель жидкости. М.: Машиностроение, 1981. 200 с.
4. Эрозия. М.: Мир, 1982. 464 с.
5. Яненко Н. Н., Солоухин Р. И., Папырин А. Н., Фомин В. М. Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравновесности частиц. Новосибирск: Наука, 1980. 159 с.
6. Справочник по геофизике. М.: Наука, 1965. 571 с.
7. Аедуевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М., Трасковский В. Д., Юделович М. Я. Течение в сверхзвуковой вязкой недорасширенной струе.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 3, с. 63—69.
8. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 391 с.
9. Полежаев Ю. В. Методы и средства газодинамических испытаний летательных аппаратов. М.: МАИ, 1983. 89 с.
10. Игнатов С. Ф., Михатулин Д. С., Чирков И. В. Результаты исследования движения частиц в сопле Лавала.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 4, с. 163—168.
11. Полежаев Ю. В., Романченков В. П., Чирков И. В., Шебеко В. Н. Расчетная модель процесса эрозионного разрушения композиционного материала.— Инж.-физ. журн., 1979, т. 37, № 3, с. 395—404.
12. Васин А. В., Михатулин Д. С., Полежаев Ю. В. О влиянии теплового состояния материалов на их эрозионную стойкость в запыленном газовом потоке.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1985, № 6, с. 172—175.
13. Васин А. В., Полежаев Ю. В. Унос массы при совместном эрозионном и тепловом воздействии двухфазного потока.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, № 1, с. 120—126.

Москва

Поступила в редакцию
20.III.1985